

Série A, n° 000764
N° d'ordre :

N° d'ordre
C.N.R.S.
AO 5636

THÈSE

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Daniel BACHELIER

Sujet : Etude de la réaction (p,px) à 156 Mev
sur quelques noyaux légers

Soutenues le 4 mai 1971 devant la Commission d'examen

M. M. RIOU

Président.

Mme P. BENOIST-GUEUTAL

Mme H. FARAGGI-MATHIEU

Mr P. RADVANYI

} Examineurs.

Série A, n°
N° d'ordre :

N° d'ordre
C.N.R.S.
AO 5636

THÈSE

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE **DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES**

PAR

Daniel BACHELIER

Sujet : Etude de la réaction (p,px) à 156 Mev
sur quelques noyaux légers

Soutenues le 4 mai 1971 devant la Commission d'examen

M. M. RIOU

Président.

Mme P. BENOIST-GUEUTAL
Mme H. FARAGGI-MATHIEU
Mr P. RADVANYI

} **Examineurs.**

THÈSE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES NATURELLES
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Monsieur [Name]



Présentée et soutenue publiquement le [Date] à [Location]

Devant la Commission d'examen

Président : M. [Name]

Examinateurs :
M. [Name]
M. [Name]
M. [Name]

A mes parents.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
ELEMENTS THEORIQUES	5
Calcul de la section efficace	5
Règles de sélection sur les nombres quantiques	9
Calcul de $\phi(q)$	10
Modèles nucléaires utilisés	11
CINEMATIQUE ET CHOIX DES CONDITIONS EXPERIMENTALES	14
METHODE EXPERIMENTALE	20
Faisceau	20
Cibles	20
Détection des particules : Protons	21
particule x	27
Electronique	29
Mise en oeuvre, réglages, étalonnage	32
IDENTIFICATION DE PARTICULES	34
Identification analogique	34
Identification digitale :	
Transmission de l'information	39
Fonctionnement de l'ordinateur	39
Structure et utilisation du programme	43
Acquisition	46
Dépouillement	47
Choix de séparatrices	47
Séparation	48
Conclusion	49
RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	50
${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$	50
${}^6\text{Li}(p,p{}^3\text{He}){}^3\text{H}$	54
${}^7\text{Li}(p,pt){}^4\text{He}$	57
${}^{12}\text{C}(p,pd){}^{10}\text{B}$	
a) Première expérience : deutons vers l'avant	61
b) Deuxième expérience : protons vers l'avant	
Détermination du spectre en énergie du	
noyau résiduel	66
CONCLUSIONS	70
REFERENCES	72

REMERCIEMENTS

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur J. TEILLAC qui m'a accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire.

Que Monsieur P. RADVANYI qui m'a proposé ce travail, guidé, et prodigué d'une façon constante conseils et encouragements trouve ici l'expression de ma gratitude.

Cette thèse résulte du travail d'une équipe dont je voudrais ici remercier tous les membres actuels ou anciens qui m'ont apporté une aide amicale : Mr P. RADVANYI, Mmes F. CHAVY, M. BERNAS, J. GENIN, M. STEPHAN, MM. J.L. BOYARD, I. BRISSAUD, M.K. BRUSSEL, C. DETRAZ, N. GANGULY, J. HAAG, H.L. HARNEY, J.C. JOURDAIN, J. LEE et M. SOWINSKI.

Je tiens à remercier Mme P. BENOIST-GUEUTAL, Mlle M. LHUILLIER et Mr Y. SAKAMOTO qui m'ont toujours fourni, avec beaucoup d'amabilité, les éclaircissements que je sollicitais.

Que soient également remerciés les électroniciens, particulièrement J.C. ARTIGES, P. DESCHAMPS, A. HRISOHO et P. LELONG ainsi que le service de calcul de l'ordinateur IBM, en particulier J.P. ADAM, J.C. BRUN, N. MERCIER, F. PICARD et G. VERROUST qui m'ont apporté le support technique indispensable à la réalisation de ces travaux.

Enfin, je voudrais associer à ces remerciements MM. REIDE et DAVID-BOYER ainsi que toute l'équipe de conduite de l'accélérateur.

INTRODUCTION

Dès les débuts de la physique nucléaire apparut l'idée de sous structure dans les noyaux sous la forme de groupements privilégiés de nucléons : l'émission spontanée de particules α , leur grande énergie de liaison interne et leur haut degré de symétrie contribuèrent notamment à la naissance du modèle à particules α . Cependant, l'accumulation de nombreux faits expérimentaux nouveaux conduisent au développement spectaculaire du modèle en couches à particules indépendantes. On fit remarquer que l'observation de particules α , ou d'autres noyaux légers émis par les noyaux n'impliquait pas leur existence dans ces derniers sous forme de structures préformées ; il faut tenir compte des phénomènes d'échange à l'intérieur des noyaux dont les fonctions d'onde doivent être antisymétrisées. Une particule de quatre nucléons obéissant au principe de Pauli joue également un rôle particulier dans le modèle en couches et dans son cadre, on prévoit une probabilité non nulle d'émission de noyaux très légers par des noyaux plus complexes sous l'impact de projectiles de grande énergie.

Parmi les réactions nucléaires propres au domaine des moyennes et des grandes énergies, la diffusion quasi-élastique a joué un rôle particulier : sa forme la plus simple est la réaction $(p, 2p)$. L'éjection d'un proton du noyau cible y est décrite en approximation d'impulsion. La réaction $(p, 2p)$ a permis d'obtenir une confirmation particulièrement intéressante du modèle en couches et notamment de mesurer expérimentalement l'énergie moyenne de liaison des nucléons sur les différentes couches internes du noyau. La corrélation angulaire des deux protons émis présente une forme simple avec un maximum ou un minimum pour une quantité de mouvements nulle du noyau de recul (Ja66b, Be66).

Il a été également possible pour certains noyaux d'observer la diffusion quasi-élastique (p, px) où x est un noyau léger plus lourd que le proton. Pour une telle réaction, la corrélation angulaire présente, elle aussi, une forme caractéristique et on peut montrer en approximation d'impulsion qu'elle est directement liée à la distribution de quantité de mouvement du centre de masse du groupement de nucléons x par rapport au centre de masse du reste du noyau cible.

Une telle diffusion quasi-élastique peut déjà être prévue et calculée dans le cadre du modèle en couches à particules indépendantes. Cependant, on sait qu'un tel modèle ne constitue qu'une première approximation dans la description de la structure nucléaire et qu'il faut tenir compte de l'effet des interactions résiduelles qui conduisent à des mélanges de configuration. Ces interactions résiduelles donnent aussi lieu à des corrélations à longue et éventuellement à courte portée qui ont été recherchées et étudiées au cours de ces dernières années. Ces corrélations peuvent aussi avoir un effet important sur la diffusion quasi-élastique (p, px) , soit en modifiant substantiellement la valeur des sections efficaces, soit en affectant la forme des corrélations angulaires. L'effet des corrélations à courte portée est sans doute beaucoup plus difficile à mettre en évidence. Il jouerait surtout dans la région des grandes quantités de mouvement, c'est-à-dire vers l'extrémité des ailes des corrélations angulaires où les distorsions sont particulièrement importantes, et la distorsion dans les réactions (p, px) est quantitativement encore fort peu connue. (Ja65, Ja66a).

Le modèle en sous structure, encore appelé modèle en "clusters" a souvent été utilisé pour décrire certaines propriétés des noyaux légers et notamment dans les réactions du type (p, px) . Sous la forme de fonction d'onde correctement antisymétrisées, pour certaines valeurs de ses

paramètres caractéristiques, pour certains noyaux, il est équivalent au modèle en couches avec ou sans mélange de configuration ..(Ba64, Ja65).

Dans certains cas le modèle en sous structures fournit une description plus simple, plus imagée et mieux adaptée, ce qui en fait l'intérêt (Wi66). Notons aussi que certaines caractéristiques spectroscopiques qui apparaissent dans les réactions (p, px) apparaissent également dans les réactions de transfert $(y, (y+x))$ correspondantes (par exemple la diffusion quasi-élastique (p, pd) et la réaction de transfert $(p, {}^3\text{He})$). La résolution expérimentale en énergie est meilleure pour les réactions de transfert, mais à grande énergie celles-ci correspondent à des transferts d'impulsion élevés alors que l'étude de la diffusion quasi-élastique se situe toujours autour d'une quantité de mouvement de recul nulle.

Dans ce travail, nous avons étudié quatre réactions de diffusion quasi-élastique à 156 Mev : les réactions ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(p, p{}^3\text{He}){}^3\text{H}$ permettant de comparer deux configurations en sous structures différentes du ${}^6\text{Li}$, la réaction ${}^7\text{Li}(p, pt){}^4\text{He}$ et enfin la réaction ${}^{12}\text{C}(p, pd){}^{10}\text{B}$ conduisant à différents états excités du ${}^{10}\text{B}$.

Notre but était tout d'abord de vérifier le caractère quasi-élastique de ces réactions et dans une première étape de les décrire en approximation d'impulsion avec des ondes planes, d'étudier leurs règles de sélection et de comprendre leurs corrélations angulaires en fonction de la distribution de quantité de mouvement dans le noyau cible des sous-structures (clusters) éjectées, enfin de comparer entre elles, au moins en valeur relative, les probabilités des différentes configurations envisagées dans le cadre des différents modèles utilisés et, dans le cas du carbone, de confronter le spectre en énergie expérimental aux prévisions théoriques.

Mises à part les questions liées à l'existence de noyaux émetteurs α , le problème de la présence de sous-structures dans le noyau a été évoqué par Cuen (Cu50) pour tenter d'apporter une explication aux résultats expérimentaux de Cartwright et de Peterson (Ca50, Pe50). Les travaux expérimentaux de Azhgir et al. (Az57) sur différents noyaux mettent en évidence que des deutons pourraient se trouver éjectés de l'intérieur des noyaux. Ces résultats ont été analysés par Blokhintsev (Bl57). Par la suite Saman et Cuen (Sa58) ont effectué une étude expérimentale des réactions de knock-out à l'aide d'émulsions nucléaires. Avec le développement des techniques expérimentales et des accélérateurs de particules de nouveaux travaux expérimentaux furent entrepris en utilisant cette fois des détecteurs de particules en coïncidences, tout d'abord à Orsay par Ruhla, Riou et al. (Ru62, Ru63) sur les réactions ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(p, p\alpha){}^2\text{H}$ et ${}^9\text{Be}(p, p\alpha){}^5\text{He}$, puis à Harwell par James et Pugh (Ja63) sur la réaction ${}^{12}\text{C}(p, p\alpha){}^8\text{Be}$; Igo et al. (Ig63) à Berkeley ont étudié la réaction $(\alpha, 2\alpha)$ sur les différents noyaux suivants : Helium, Carbone, Aluminium, Silicium, Cuivre, Plomb et Bismuth à une énergie de 915 Mev ; puis les expériences se multiplient à des énergies inférieures à 100 Mev : avec des protons de 56 Mev (He66) à Berkeley, 61.5 Mev (Ro69) à OakRidge ou encore à 19 Mev (Li69) à Rochester. Un petit nombre d'expériences en coïncidence ont été réalisées jusqu'à présent à des énergies comparables ou supérieures à 150 Mev, énergies où le mécanisme de réaction est sans doute moins complexe et où la diffusion quasi-élastique apparaît d'une manière plus pure. Outre les premiers travaux déjà cités, Gottshalk et Kannenberg (Ka68, Go70) ont étudié la réaction $(p, p\alpha)$ sur le carbone, l'oxygène et le béryllium à 160 Mev. Enfin, à très grande énergie, des expériences à une seule voie sur des cibles telles que l'oxygène, l'hélium, le lithium et le carbone à 1 Gev (Su67), l'aluminium et le platine à 25 Gev (Co60) ou encore l'aluminium et le béryllium à 30 Gev (Fi62) montrent que l'on obtient un très grand nombre de deutons et que ces deutons pourraient provenir de la diffusion quasi-élastique du proton incident sur un groupement p-n à l'intérieur du noyau (Pu68) ainsi que d'autres mécanismes de réactions tels que $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ ou encore $p+n \rightarrow \pi^0 + d$.

L'approximation utilisée à notre énergie est l'approximation d'impulsion (Ja66b). Dans cette approximation on considère que la particule incidente n'interagit qu'avec les nucléons de la sous-structure éjectée. Lorsqu'on utilise cette approximation pour décrire une réaction de diffusion quasi-élastique, on a, en plus des équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, la relation suivante :

$$\vec{p}_r = - \hbar \vec{q}$$

qui lie la quantité de mouvement $\vec{p}_r$ du noyau de recul à $\hbar \vec{q}$, quantité de mouvement du centre de masse de la sous-structure éjectée dans le noyau cible, avant la réaction.

Une réaction induite par un proton, et dans l'état final de laquelle on trouve notamment un proton, et une particule x peut procéder de plusieurs mécanismes dont les principaux sont les suivants :

Knock-out $p + A \rightarrow p + x + B$

Séquentiel $p + A \rightarrow p + A^* \rightarrow x + B$

Spallation $p + A \rightarrow p + x + \text{autres produits de réaction.}$

On ne peut pas différencier ces mécanismes par les seules considérations cinématiques car les états initiaux et finaux sont les mêmes à l'exception du cas de la spallation pour lequel on peut pourtant considérer l'ensemble des "autres produits de réaction" comme un noyau de recul B ayant une très grande énergie d'excitation. Comme on le verra plus loin, la section efficace d'une réaction de diffusion quasi-élastique peut se factoriser de la manière suivante, en approximation d'impulsion

$$\frac{d^3 \sigma}{dE_p d\Omega_p d\Omega_x} = C |\langle t \rangle|_{px}^2 * P(q)$$

C regroupant des constantes et des termes cinématiques.

$|\langle t \rangle|_{px}^2$ étant la matrice T de diffusion px

$P(q)$ étant un terme de structure nucléaire qui sera explicité plus loin.

La section efficace est donc soumise à la variation de $|\langle t \rangle|^2$. Elle décroît donc lorsque l'angle d'observation θ_p des protons augmente. Elle est aussi symétrique autour de la condition $\vec{p}_r = - \hbar \vec{q} = 0$ à $|\langle t \rangle|$ constant à cause de la variation du terme $P(q)$.

En ce qui concerne les réactions séquentielles, l'énergie d'excitation de A doit être suffisante pour que la voie de désexcitation par émission de la particule x soit ouverte mais si cette énergie d'excitation est trop grande, le noyau cible aura alors la possibilité de se désexciter suivant un plus grand nombre de voies et la probabilité de trouver $B + x$ dans l'état final s'en trouvera proportionnellement réduite. La section efficace d'une telle réaction présentera donc un maximum pour les petites énergies de la particule x .

Dans les réactions de spallation, l'énergie du proton incident se répartit entre l'énergie de séparation des différents produits de la réaction et statistiquement entre les énergies cinétiques communiquées aux différents produits. Etant donné qu'il y a plus de trois produits de réaction, la détection de deux d'entre eux doit donner un spectre sans structure

marquée, avec des énergies en moyenne plus petites que dans les deux premiers cas, au moins pour le proton.

De ces différentes remarques, il découle que les deux derniers mécanismes seront avantagés par le choix de conditions cinématiques où l'énergie de la particule x est petite : inférieure à 10 ou 15 Mev pour fixer les idées. Pour que le mécanisme de diffusion quasi-élastique devienne prépondérant, on devra donc se placer dans des conditions expérimentales telles que la particule x ait une énergie cinétique relativement importante mais aussi que l'angle d'observation du proton ne soit pas relativement trop grand et examiner dans quelle mesure la section efficace différentielle est symétrique autour de la valeur $q = 0$, les événements quasi-élastiques se situant toujours autour de cette valeur. Il est donc nécessaire d'inclure $q=0$ dans l'expérience, ce qui donne une contrainte pour le choix des variables cinématiques, choix qui sera précisé plus loin. On sait d'autre part, que le mécanisme que l'on veut étudier sera plus facile à séparer et à isoler lorsque l'on dispose d'une énergie importante pour les protons incidents.

Dans ce travail nous allons tout d'abord discuter l'expression théorique de la section efficace d'une réaction quasi-élastique puis nous indiquerons les différents modèles nucléaires utilisés jusqu'à présent pour ce type de réaction. Ensuite, nous étudierons la cinématique de ces réactions en définissant les conditions pour lesquelles le mécanisme de knock-out est favorisé. Nous décrirons le faisceau, les cibles, les détecteurs et l'appareillage électronique utilisés pour effectuer l'étude. Nous parlerons ensuite des méthodes employées pour identifier les événements nous intéressant et les méthodes de dépouillement des résultats. Enfin, nous présenterons et discuterons les résultats expérimentaux que nous avons obtenus, en les confrontant aux études théoriques effectuées ainsi qu'à d'autres travaux expérimentaux.

ELEMENTS THEORIQUES

Calcul de la section efficace.

La théorie des perturbations au premier ordre conduit à écrire l'élément de matrice différentiel de la section efficace :

$$d\sigma = \frac{|W_{if}|^2}{|\text{flux}|} d\omega$$

avec $W_{if} = -i \frac{2\pi}{\hbar} \langle M \rangle \delta \left(\frac{E_f - E_i}{\hbar} \right)$ lorsque l'élément de matrice de la transition $\langle M \rangle$ est indépendant du temps.

Le flux est celui des particules incidentes

$$|\text{flux}| = \left| \frac{\hbar}{2im_p} [\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*] \right|$$

Dans le système du laboratoire, la fonction d'onde de la particule incidente, de masse m_p est une onde plane

$$\psi = e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_p} \quad \text{donc} \quad |\text{flux}| = \frac{\hbar k_0}{m_p}$$

$d\omega$ est l'élément de volume de l'espace de phase dans la voie de sortie. Dans le cas d'une réaction $A(p, px)B$ on a :

$$d\omega = \frac{dk_p}{(2\pi)^3} \times \frac{dk_x}{(2\pi)^3} \times \frac{dk_B}{(2\pi)^3}$$

où k_p , k_x , et k_B sont respectivement les nombres d'onde du proton diffusé, de la particule x et du noyau de recul B .

On a donc :

$$d\sigma = \frac{m_p \left| \delta \left(\frac{E_f - E_i}{\hbar} \right) \right|^2 |\langle M \rangle|^2}{(2\pi)^7 \hbar^3 k_0} d\vec{k}_p d\vec{k}_x d\vec{k}_B$$

L'élément de matrice de la transition $\langle M \rangle$, en faisant l'approximation que les ondes associées aux particules entrantes et sortantes sont des ondes planes s'écrit :

$$\langle M \rangle = \langle e^{-i\vec{k}_p \vec{r}_p} e^{-i\vec{k}_x \vec{r}_x} e^{-i\vec{k}_B \vec{r}_B} \psi_x \psi_B | v | e^{i\vec{k}_o \vec{r}_p} \psi_A \rangle$$

lorsque le noyau cible est au repos (système du laboratoire).

ψ_A , ψ_B et ψ_x étant respectivement les fonctions d'onde du noyau cible, du noyau résiduel et de la particule x .

L'approximation suivante consiste à faire l'hypothèse que le proton incident n'interagit qu'avec les nucléons du groupement x dans le noyau cible : c'est l'approximation d'impulsion. Cette approximation devrait être d'autant meilleure que l'énergie de la particule incidente est plus élevée, donc que la longueur d'onde qui lui est associée est plus petite devant le rayon nucléaire. Cette approximation permet de simplifier le traitement du problème.

Le potentiel d'interaction v peut alors prendre la forme du potentiel intervenant dans la diffusion libre $p+x$, si toutefois on néglige la diffusion multiple. Soit $v(\rho)$ ce potentiel, $\vec{\rho}$ étant la distance séparant le proton incident du centre de gravité de la particule x .

En réévaluant les vecteurs $\vec{R}$, $\vec{\rho}$ et $\vec{x}$ en fonction de $\vec{r}_p$, $\vec{r}_x$, et $\vec{r}_B$ on obtient les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{\rho} &= \vec{r}_p - \vec{r}_x && \text{distance proton incident centre de masse de } x. \\ \vec{R} &= \vec{r}_B - \vec{r}_x && \text{distance séparant les centres de masse de B et de x.} \\ \vec{X} &= \frac{A-a}{A} \vec{r}_B + \frac{a}{A} \vec{r}_x && \text{distance du centre de masse du noyau cible à l'origine des coordonnées } A \text{ représente la masse du noyau cible et } a \text{ la masse de } x. \end{aligned}$$

On a alors :

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= \langle e^{-i\vec{k}_p \vec{\rho}} e^{-i(\vec{k}_p + \vec{k}_x + \vec{k}_B) \vec{X}} e^{-i\left[\frac{a}{A}\vec{k}_B - \frac{A-a}{A}(\vec{k}_p + \vec{k}_x)\right] \vec{R}} \psi_B \psi_x | v(\rho) | \\ &\quad e^{i\vec{k}_o \vec{r}_p} e^{-i\vec{k}_o \vec{X}} e^{-i\frac{A-a}{A} \vec{k}_o \vec{R}} \psi_A \rangle \\ &= \langle e^{-i\vec{k}_p \vec{\rho}} | v(\rho) | e^{i\vec{k}_o \vec{r}_p} \rangle \int d\vec{R} d\vec{X} e^{+i(\vec{k}_o - \vec{k}_p - \vec{k}_x - \vec{k}_B) \vec{X}} e^{-i\vec{Q} \vec{R}} \langle \psi_x \psi_B | \psi_A \rangle \end{aligned}$$

$$\text{avec } \vec{Q} = \frac{a}{A} \vec{k}_B - \frac{A-a}{A} (\vec{k}_p + \vec{k}_x - \vec{k}_o)$$

$\langle \psi_x \psi_B | \psi_A \rangle$ représentant l'intégrale de recouvrement entre les fonctions d'onde de x et de B d'une part et la fonction d'onde de A d'autre part.

Lorsqu'on intègre sur X il vient :

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= (2\pi)^3 \, t(\vec{k}_0 - \vec{k}_p) \, \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_p - \vec{k}_B - \vec{k}_x) \int e^{-i\vec{Q}\vec{R}} \langle \psi_B \psi_x | \psi_A \rangle d\vec{R} \\ &= (2\pi)^3 \, t(\vec{k}_0 - \vec{k}_p) \, \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_p - \vec{k}_B - \vec{k}_x) \, \phi(\vec{Q}) \quad \text{où } \phi(\vec{Q}) = \int e^{-i\vec{Q}\vec{R}} \langle \psi_B \psi_x | \psi_A \rangle d\vec{R} \end{aligned}$$

$t(\vec{k}_0 - \vec{k}_p)$ représente l'élément de la matrice T de diffusion $p+x$.

Lorsqu'on remplace alors $\langle M \rangle$ par sa valeur dans l'expression de la section efficace, on obtient :

$$d\sigma = \frac{m_p \left| \delta \left(\frac{E_f - E_i}{\hbar} \right) \right|^2 \left| \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_p - \vec{k}_B - \vec{k}_x) \right|^2 \left| t(\vec{k}_0 - \vec{k}_p) \right|^2 \left| \phi(\vec{Q}) \right|^2}{2\pi \hbar^3 k_0} d\vec{k}_p d\vec{k}_B d\vec{k}_x$$

En intégrant sur $\vec{k}_B$:

$$d\sigma = \frac{m_p \left| \delta \left(\frac{E_f - E_i}{\hbar} \right) \right|^2 \left| t(\vec{k}_0 - \vec{k}_p) \right|^2 \left| \phi(\vec{Q}) \right|^2}{(2\pi)^5 \hbar^3 k_0} d\vec{k}_p d\vec{k}_x$$

$$\text{avec : } \vec{Q} = \frac{a}{A} \vec{k}_B - \frac{A-a}{A} (\vec{k}_p + \vec{k}_x - \vec{k}_0) = \vec{k}_B = -\vec{q}$$

$$d\vec{k}_p = k_p^2 dk_p d\Omega_p = k_p d\Omega_p \frac{m_p}{\hbar^2} dE_p \quad \text{et} \quad d\vec{k}_x = k_x^2 dk_x d\Omega_x$$

La section efficace triplement différentielle s'écrit donc :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_x dE_p} = \frac{m_p^2 k_p \left| t(k_0 - k_p) \right|^2 \left| \phi(\vec{q}) \right|^2}{(2\pi)^5 \hbar^5 k_0} \int \delta \left(\frac{E_f - E_i}{\hbar} \right) k_x^2 dk_x$$

$$\int \delta \left(\frac{E_f - E_i}{\hbar} \right) k_x^2 dk_x = \frac{\hbar k_x^2}{\frac{d}{dk_x} (E_f - E_i)} \quad \text{la valeur de } k_x \text{ étant celle}$$

satisfaisant à la conservation de l'énergie $E_f - E_i = 0$.

$$E_f - E_i = E_p + E_x + E_B - E_0 = \hbar^2 \left[\frac{k_p^2}{2m_p} + \frac{k_x^2}{2m_x} + \frac{k_B^2}{2m_B} - \frac{k_0^2}{2m_p} \right]$$

avec

$$k_B^2 = k_O^2 + k_p^2 + k_x^2 - 2k_O k_p \cos \theta_p - 2k_O k_x \cos \theta_x + 2k_p k_x \cos (\theta_p + \theta_x)$$

$$\frac{d}{dk_x} (E_f - E_i) = \hbar^2 \left[\frac{k_x}{m_x} + \frac{1}{m_B} (k_x - k_O \cos \theta_x + k_p \cos (\theta_p + \theta_x)) \right]$$

En définitive :

$$\int \delta \left(\frac{E_f - E_i}{\hbar} \right) k_x^2 dk_x = \frac{m_x k_x}{\hbar F} \quad \text{avec} \quad F = 1 + \frac{m_x}{m_B} \left(1 + \frac{k_p}{k_x} \cos (\theta_p + \theta_x) - \frac{k_O}{k_x} \cos \theta_x \right)$$

donc

$$\frac{d^3 \sigma}{d\Omega_p d\Omega_x dE_p} = \frac{m_p^2 m_x k_p k_x}{(2\pi)^5 \hbar^6 k_p F} |+(\vec{k}_O - \vec{k}_p)|^2 |\Phi(q)|^2$$

En utilisant les mêmes approximations, la section efficace de diffusion libre s'exprime de la manière suivante dans le système du laboratoire.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = - \frac{m_p^2 k_p}{(2\pi)^2 \hbar^4 k_O f} |+(\vec{k}_O - \vec{k}_p)|^2 \quad \text{avec} \quad f = 1 + \frac{m_p}{m_x} \left(1 - \frac{k_O}{k_p} \cos \theta_p \right)$$

Au lieu de calculer l'élément de matrice $+(\vec{k}_O - \vec{k}_p)$ qui apparaît dans la section efficace de la réaction (p, px) , il est plus aisé de le déduire de la section efficace de diffusion libre $p+x \rightarrow p+x$. Bien que l'élément de la matrice T intervenant dans l'expression la section de la réaction (p, px) soit hors couche d'énergie du fait de l'existence d'une chaleur de réaction non nulle et qu'une partie de l'énergie peut être communiquée au noyau de recul, il n'est pas en fait très différent de l'élément de matrice T apparaissant dans l'expression de la section efficace de diffusion libre.

En substituant à $|+(\vec{k}_O - \vec{k}_p)|^2$ son expression en fonction de $\frac{d\sigma}{d\Omega_p}$, on a :

$$\frac{d^3 \sigma}{d\Omega_p d\Omega_x dE_p} = \frac{m_x k_x f}{(2\pi)^3 \hbar^2 F} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p} \right)_{p,x} P(\vec{q}) \quad \text{avec} \quad P(\vec{q}) = |+(\vec{q})|^2$$

Dans le système du centre de masse, la section efficace de diffusion libre, s'écrit :

$$\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)} = \left[\frac{1}{2\pi\hbar^2} \frac{m_p m_x}{m_p + m_x} \right]^2 |(\vec{k}_o - \vec{k}_p)|^2$$

On a alors dans le laboratoire :

$$(2) \quad \frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_x dE_p} = \frac{(m_p + m_x)^2 k_p k_x}{(2\pi)^3 \hbar^2 m_x k_o F} \overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}_{p,x} P(\vec{q})$$

La section efficace de diffusion libre utilisée dans les formules (1) et (2) doit donc être prise pour une quantité de mouvement transférée $\hbar(\vec{k}_o - \vec{k}_p)$ et pour des protons incidents ayant une quantité de mouvement $\hbar k_o$.

Les sections efficaces de diffusion libre p+d, p+t et p+³He ayant été mesurées par ailleurs à notre énergie de 156 Mev (Ku66, La70), il nous a paru plus simple d'utiliser la formule (1) pour déduire le facteur P($\vec{q}$) à partir des sections efficaces expérimentales pour les différentes réactions, plutôt que d'utiliser la formule (2) qui exigerait de connaître la valeur de la section efficace de diffusion libre pour une énergie de 156 Mev des protons incidents dans le système du centre de masse.

Dans les conditions de notre étude, comme nous le verrons dans un chapitre ultérieur, l'énergie et l'angle d'observation du proton sont fixés. La variation de la section efficace ne dépend donc que du produit $k_x P(\vec{q})/F$. Le calcul de la cinématique de la réaction (p,px) montre que le domaine de variations de k_x/F est assez restreint lorsque q varie de 0 à quelques fermi⁻¹. La forme de la corrélation reproduira donc assez directement la forme de la distribution P($\vec{q}$) aux distorsions nucléaires près.

En fonction de l'angle θ_p , on voit d'après la distribution angulaire de la diffusion libre p+x que la section efficace sera plus grande vers l'avant. Vers l'arrière on sera dans la région d'échange (pick-up).

Règles de sélection sur les nombres quantiques.

La loi de conservation de l'énergie, dans le cas d'un noyau représenté par une somme de produits de fonctions d'onde individuelles d'oscillateur harmonique peut se mettre sous la forme suivante :

$$\sum_{i=1}^A 2n_i + l_i = \sum_{j=1}^B 2n_j + l_j + \sum_{k=1}^x 2n_k + l_k + 2N + L$$

n_i , n_j , et n_k étant respectivement les nombres quantiques principaux des nucléons du noyau initial A, du coeur B et de la sous-structure x, l_i , l_j et l_k représentant les moments angulaires.

N et L caractérisent le mouvement du centre de gravité de l'ensemble des nucléons de x par rapport à B dans le noyau A.

Ainsi dans la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ on doit avoir

$$2 = 0+0+2N+L \quad \text{donc} \quad \begin{cases} N=0 \text{ et } L=2 & \text{mouvement 1D} \\ N=1 \text{ et } L=0 & \text{mouvement 2S} \end{cases}$$

Le mouvement relatif du deuton par rapport à l' α dans le ${}^6\text{Li}$ doit donc être, dans ce modèle, décrit par une fonction d'onde 1D ou 2S ou encore un mélange des deux.

Dans le cas de ${}^7\text{Li}(p, pt){}^4\text{He}$ on doit avoir :

$$3 = 0+0+2N+L \quad \text{donc} \quad \begin{cases} N=0 \quad L=3 & \text{mouvement 1F} \\ N=1 \quad L=1 & \text{mouvement 2P} \end{cases}$$

Cette règle de sélection, dans ce cas, prédit une fonction d'onde relative $\alpha-t$ qui sera 1F ou 2P.

Calcul de $\phi(q)$

L'état du noyau initial est bien défini : c'est l'état fondamental du noyau cible. Cependant, l'expérience ne permet pas de distinguer les différents sous-états magnétiques. Il est donc nécessaire de moyenner sur les différents sous-états initiaux et de sommer sur les sous-états finaux. Ceci

été inclus dans les facteurs^A spectroscopiques S_L .

J_A , J_B et J_x étant respectivement les nombres quantiques de moment angulaire total pour le noyau cible A, le noyau résiduel B et la particule x éjectée.

On peut alors écrire (Ba64, Ro68)

$$P(q) = |\phi(q)|^2 \quad \sum_L S_L \rho_L(q)$$

où la somme sur L représente la somme sur tous les moments orbitaux possibles pour la sous-structure x dans le noyau cible, $\rho_L(q)$ représente la densité de probabilité pour qu'un cluster de moment L ait dans le noyau la quantité de mouvement q.

S_L est le facteur spectroscopique tel qu'il a été défini par I. Rotter (Ro68), il correspond à un coefficient de parenté fractionnelle ou à une largeur réduite et comprend l'intégrale de recouvrement de l'état initial, du cluster de moment L et de l'état final considéré du noyau résiduel.

Si le noyau résiduel peut se trouver dans différents états d'énergie E^* , l'expérience pourra donner tout un spectre d'excitation, qui, pour des conditions cinématiques données, c'est-à-dire pour un q déterminé, peut être comparé au spectre théorique

$$\sum_L S_L(E^*) \rho_L(q)$$

En intégrant sur q , la valeur de $P(q)$ on atteindra la valeur de

$$\sum_L S_L = 4\pi \int P(q) q^2 dq$$

si toutefois les $\rho_L(q)$ sont normalisés en conséquence. $P(q)$ peut, en principe être tiré de la section efficace expérimentale.

Toutefois, en l'absence de calculs sur les distorsions nucléaires intervenant dans ces réactions, on ne peut pas encore fournir de valeurs absolues pour la quantité $\sum_L S_L$; on pourra du moins, à partir des corrélations angulaires expérimentales, donner des valeurs relatives pour des réactions différentes ayant lieu sur le même noyau cible ou sur des noyaux très voisins.

Modèles Nucléaires Utilisés.

Pour effectuer une comparaison détaillée de l'expérience avec la théorie, il faut calculer la somme $\sum_L S_L \rho_L(q)$ dans le cadre des différents modèles nucléaires.

Pour décrire le noyau cible et les noyaux finaux, les modèles utilisés vont du modèle en clusters au modèle en couches avec différents modes de couplage. La grande majorité des travaux théoriques faits dans le cadre du modèle en clusters portant sur l'étude de ce type de réaction est relatif à la description de ${}^6\text{Li}$ représenté sous la forme d'un α et d'un deuton (Ta61, St62, Lo67, Sa64...).

Un nombre beaucoup plus restreint de travaux portent sur la description de ${}^6\text{Li}$ représenté comme ${}^3\text{H}+{}^3\text{He}$ (Ta62, Ku70) bien que ces deux descriptions ne s'excluent pas l'une l'autre. Lorsqu'on utilise le modèle en couches on peut montrer qu'aucune des deux configurations $\alpha+d$ ou ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$ ne doit être écartée a priori. On peut également montrer d'une manière plus générale que lorsqu'un noyau cible peut se fragmenter de différentes manières (comme le ${}^6\text{Li}$ en $\alpha+d$ ou en $t+t$), les différentes configurations correspondantes ne sont pas en général orthogonales, c'est-à-dire que la projection de l'une sur l'autre n'est pas nécessairement nulle. La somme des probabilités des diverses configurations peut ainsi dépasser 100 %.

Les modèles utilisés dans la diffusion quasi-élastique de clusters ont été soit des versions plus ou moins élaborées du modèle en couches (couplage L.S, couplage j.j ou bien couplage intermédiaire), soit des modèles en clusters qui peuvent paraître particulièrement appropriés à la description des réactions du type (p, px) (To61, Dw68, Sh60, Wi66, Ba64, Ro68).

Dans le cas du modèle en clusters, la fonction d'onde du noyau initial s'écrit :

$$\psi_A = \sum_L C_L \phi_B \phi_x \varphi_L(R)$$

où ϕ_B et ϕ_x sont les fonctions d'onde internes des deux agrégats B et x, $\varphi_L(R)$ étant la fonction d'onde décrivant leur mouvement relatif avec le moment orbital L, C_L représente le poids avec lequel interviendra la composante de moment orbital L.

Dans ce cas la distribution $\phi(q)$ devient :

$$|\phi(q)|^2 = \sum_L S_L \left| \int e^{i\vec{q}\vec{R}} \varphi_L(R) d\vec{R} \right|^2$$

avec

$$S_L = C_L^2 | \langle \psi_B \psi_x | \phi_B \phi_x \rangle |^2$$

La forme de la distribution qui donne la corrélation angulaire correspond donc à la transformée de Fourier de la fonction d'onde $\psi(R)$ du mouvement relatif de B et de x. Elle est indépendante des fonctions d'onde internes des "clusters" dont le recouvrement avec les fonctions d'onde des particules libres correspondantes, S va fixer la valeur absolue, si la fonction $\psi(R)$ est normalisée. On arrive donc bien, pour $|\phi(q)|^2$ à une expression de la forme $\sum_L S_L \rho_L(q)$.

Lorsqu'on choisit d'utiliser le modèle en couche, cette factorisation n'est plus aussi évidente bien que, dans certains cas, les deux modèles soient équivalents comme, l'ont montré Wildermuth et Kannellopoulos (W159) et Daphné Jackson (Ja65), lorsqu'on prend le même paramètre d'oscillateur harmonique pour les couches 1S et 1P.

En effet, il n'est plus possible dans le cas général de factoriser aussi simplement la fonction d'onde du noyau initial. Cependant, Balashov et al. et Rotter (Ba64, Ro68) ont montré qu'on pouvait trouver une factorisation du même type, les noyaux étant décrits par le modèle en couches.

Ainsi dans le cas de la réaction (p,pd) Balashov et al. écrivent la fonction d'onde $\psi_{OTJ}^{(A)}(x_1 \dots x_A)$ de l'état fondamental du noyau cible d'isospin T et de moment angulaire total J sous la forme du développement suivant :

$$\psi_{OTJ}^{(A)}(x_1 \dots x_A) = \sum_{\mu} C(OTJ | E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2 J_2) \left[\psi_{E_1 T_1 J_1}^{(A-2)}(x_1 \dots x_{A-2}) \psi_{T_2 S_2 L_2 J_2}^{(2)}(x_{A-1} x_A) \right]$$

la somme porte sur tous les états possibles du noyau A-2 ainsi que sur toutes les fonctions d'onde possibles $\psi^{(2)}$ des deux nucléons. On doit bien entendu avoir les relations vectorielles suivantes :

$$\vec{T} = \vec{T}_1 + \vec{T}_2$$

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 \quad \text{avec} \quad \vec{J}_2 = \vec{S}_2 + \vec{L}_2$$

$C(OTJ | E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2 J_2)$ sont les coefficients de parenté fractionnelle.

$\psi_{E_1 T_1 J_1}^{(A-2)}(x_1 \dots x_{A-2})$ sont les fonctions d'onde du noyau A-2 caractérisées par une énergie d'excitation E_1 , un spin isotopique T_1 et un moment angulaire total J_1 .

$\psi_{T_2 S_2 L_2 J_2}^{(2)}(x_{A-1}, x_A)$ représente les fonctions d'onde des deux derniers nucléons.

En réécrivant les coefficients C sous une forme plus commode, en prenant $T_2 = T_d = 0$, $S_2 = S_d = 1$ et en négligeant certains termes, on obtient :

$$\psi_{OTJ}^{(A)}(x_1 \dots x_A) \sim \sum_{\lambda} C(OTJ | E_1 T_1 J_1; 01 L_d; \lambda) \left[\psi_{E_1 T_1 J_1}^{(A-2)}(x_1 \dots x_{A-2}) \psi_{2 L_d} \left(\frac{1}{2} (x_A + x_{A-1}) \right) \phi_d(|x_A - x_{A-1}|) \right]_{\lambda}$$

$\phi_d(|x_A - x_{A-1}|)$ étant égale à la fonction d'onde d'un deuton libre.

$\psi_{2 L_d} \left(\frac{1}{2} (x_A + x_{A-1}) \right)$ étant maintenant la fonction d'onde relative entre le coeur (A-2) et le groupe des deux nucléons dont la fonction d'onde interne est ϕ_d . L_d est le moment angulaire relatif de (A-2) par rapport aux deux nucléons.

Pour le produit des fonctions d'onde entre crochets, les moments angulaires doivent obéir, comme nous l'avons vu ci-dessus, au couplage suivant :

$$\vec{J} = \vec{L}_d + \vec{\lambda} \quad \text{avec } \vec{\lambda} = \vec{J}_1 + \vec{S}_d \quad \text{et } L_d = 0 \text{ ou } 2$$

La somme porte sur tous les états possibles du noyau A-2 et sur les différents λ et L_d .

On prend pour les fonctions $\psi_{2L_d}(\vec{R})$ des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique ou :

$$\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{x}_A + \vec{x}_{A-1})$$

Avec cette écriture, la distribution $\phi(q)$ devient

$$\phi(q) \sim \sum_{\nu} C(OTJ | E_1 T_1 J_1; 01 L_d; \lambda) \int e^{i\vec{q}\vec{R}} \psi_{2L_d}(\vec{R}) d\vec{R} \int \psi_{E_B T_B J_B}^{(A-2)*} \phi_d^* \psi_{E_1 T_1 J_1}^{(A-2)} \phi_d d\vec{x}_1 \dots d\vec{x}_{A-2} d\vec{r}$$

pour une réaction conduisant à l'état $\psi_{E_B T_B J_B}^{(A-2)}$ du noyau A-2

$$\text{avec } \phi_d = \phi_d(\vec{r}) \quad r = |x_A - x_{A-1}|$$

On aura donc :

$$\phi(q) \sim \sum_{\nu} C(OTJ | E_B T_B J_B; 01 L_d; \lambda) \int e^{i\vec{q}\vec{R}} \psi_{2L_d}(\vec{R}) d\vec{R}$$

du fait de l'orthogonalité des différents états du noyau A-2. La somme sur ν ne porte plus alors que sur L_d et λ .

Finalement on obtiendra :

$$P(q) = \alpha_0 \rho_0(q) + \alpha_2 \rho_2(q)$$

avec

$$\text{pour } L_d = 0 \quad \alpha_0 = |C(OTJ | E_B T_B J_B; 010, J)|^2 \quad \text{et} \quad \rho_0(q) = \left| \int e^{i\vec{q}\vec{R}} \psi_{2S}(\vec{R}) d\vec{R} \right|^2$$

$$\text{pour } L_d = 2 \quad \alpha_2 = \sum_{\lambda} |C(OTJ | E_B T_B J_B; 012, \lambda)|^2 \quad \text{avec } \vec{J} = 2 + (\vec{\lambda} = \vec{J}_B + 1)$$

$$\text{et } \rho_2(q) = \frac{1}{5} \sum_{m=-2}^2 \left| \int e^{i\vec{q}\vec{R}} \psi_{1S}(\vec{R}) d\vec{R} \right|^2$$

Dans ce développement, les α_0 et α_2 sont proportionnels aux S_0 et S_2 définis ci-dessus.

On définit aussi la largeur réduite d'émission d'un deuton $(\theta_L)^2$, L étant le moment angulaire relatif du centre de masse des deux nucléons par rapport au coeur A-2. $(\theta_L)^2$ est fonction de α_L et de l'intégrale de recouvrement entre la fonction d'onde d'un deuton L libre et la fonction d'onde relative des deux nucléons considérés dans le noyau initial.

A partir de ces largeurs réduites, Balashov et al. évaluent un "nombre effectif de deutons" dans le noyau cible qui sera égal à :

$$\sum (\theta_0^2 + \theta_2^2)$$

la somme portant sur tous les états possibles du noyau résiduel A-2.

CINEMATIQUE ET CHOIX DES CONDITIONS EXPERIMENTALES

Pour une réaction dans laquelle l'état initial du système consiste en un proton incident d'énergie E_O de masse au repos m_O et un noyau cible de masse au repos m_A et où l'état final comprend un proton d'énergie E_P émis à l'angle θ_P , une particule x d'énergie E_x émise à l'angle θ_x et un noyau résiduel B de masse au repos m_B et d'énergie E_B dont l'énergie d'excitation est E_{exc} , les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement dans le système du laboratoire, c'est-à-dire lorsque le noyau cible est au repos, s'écrivent de la manière suivante :

$$E_O + m_O + m_A = E_P + m_O + m_x + E_x + E_B + m_B + E_{exc} \quad (1)$$

$$\vec{p}_O = \vec{p}_P + \vec{p}_x + \vec{p}_B \quad (2)$$

Dans la seconde équation $\vec{p}_O$, $\vec{p}_P$, $\vec{p}_x$ et $\vec{p}_B$ représentent les quantités de mouvement. Dans la première équation les masses sont exprimées en unité d'énergie.

On peut écrire :

$$Q = m_O + m_A - m_O - m_x - m_B \quad (3)$$

Q étant la chaleur de réaction. On peut donc écrire l'équation (1) de la manière suivante :

$$E_O + Q = E_P + E_x + E_B + E_{exc} \quad (4)$$

L'énergie de liaison de la particule x dans le noyau cible peut être considérée comme égale à $E_{exc} - Q$.

Pour une réaction coplanaire, les équations de conservation sont au nombre de trois : une pour l'énergie et deux pour la quantité de mouvement (projections de l'équation (2) sur deux axes orthogonaux dans le plan où a lieu la réaction). Ces trois équations renferment sept paramètres : ce sont l'énergie et l'angle d'émission de chacun des trois produits de la réaction et l'énergie d'excitation du noyau résiduel.

Pour déterminer complètement la cinématique il faut donc mesurer ou fixer quatre paramètres si on ne connaît pas E_{exc} (ou trois si E_{exc} est connu). Par exemple, l'angle et l'énergie d'une particule et l'angle et l'énergie (ou l'angle seul selon le cas) d'une des deux autres particules dans l'état final.

Dans une réaction de knock-out (diffusion quasi-libre), en approximation d'impulsion, lorsque le noyau cible est au repos avant l'interaction, la quantité de mouvement du noyau de recul $\vec{p}_B$ est égale et opposée à la

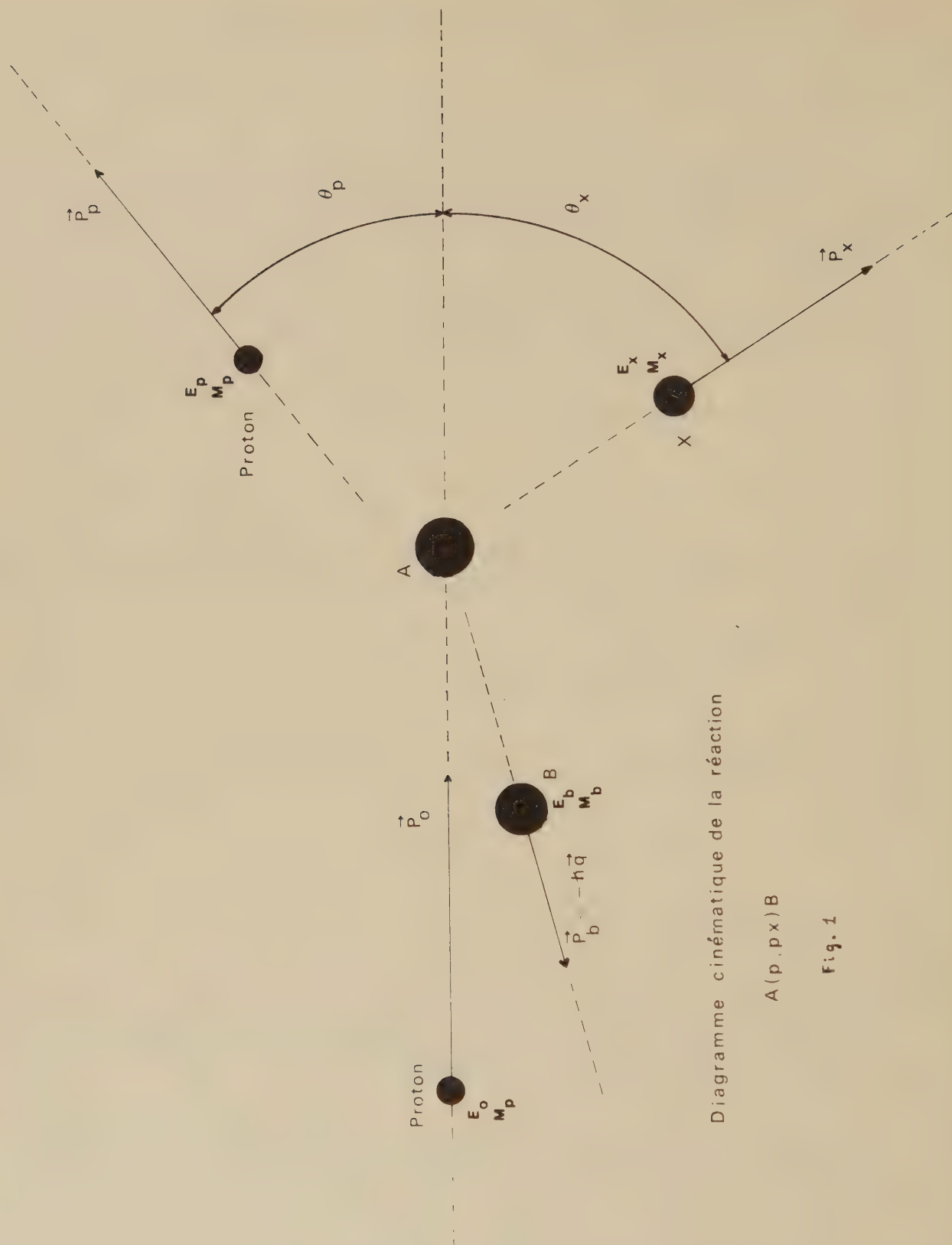


Diagramme cinématique de la réaction

$A(p, p_x)B$

Fig. 1

quantité de mouvement du centre de masse des nucléons du groupement x dans le noyau A .

$$\vec{p}_B = - \hbar \vec{q} \quad (5)$$

La quantité q est alors directement déduite de la cinématique de l'expérience.

Le cas de la diffusion quasi-libre lorsque $q=0$ obéit aux mêmes relations cinématiques que la diffusion libre à ceci près que la chaleur de réaction Q n'est pas nulle : on sort donc de la couche d'énergie.

Ainsi lorsque $E_{exc} = 0$, on a :

$$E_o + Q = E_p + E_x \quad (6)$$

$$\vec{p}_o = \vec{p}_p + \vec{p}_x \quad (7)$$

On n'a plus ici que quatre paramètres (cinq dans le cas d'une énergie E_{exc} non nulle) et on détermine complètement la cinématique en se donnant par exemple l'angle d'émission d'une particule (et son énergie dans le cas d'une excitation du noyau résiduel) l'angle d'émission et l'énergie de l'autre produit de réaction (ainsi qu'éventuellement la première énergie) étant alors déterminés. On souhaite en général inclure cette situation $q=0$ dans l'expérience.

Lorsqu'on veut mesurer la variation de la section efficace en fonction de q on a le choix entre plusieurs méthodes expérimentales. Par exemple, on peut se fixer les deux angles θ_p et θ_x et mesurer E_p et E_x . On obtient alors ce qu'on appelle une corrélation en énergie.

Dans une première expérience sur la réaction $^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$ (Ba65) nous avons choisi de fixer θ_d à un angle petit, E_d étant aussi fixé. La variation de q s'obtenant en faisant varier θ_p . Ce choix simplifie l'étude expérimentale mais l'interprétation des résultats ainsi obtenus est plus compliquée qu'avec la méthode que nous avons utilisée par la suite. Nous décrirons brièvement cette expérience dans un chapitre particulier.

On peut aussi, et c'est ce que nous avons fait par la suite, fixer θ_p et E_p à un couple de valeurs compatibles avec la condition $q=0$ (afin de pouvoir inclure dans nos mesures la valeur $q=0$) et faire alors varier θ_x . Dans le cas d'un noyau final possédant des niveaux d'excitation, la mesure de E_x permet de donner pour chaque pic la valeur correspondante de l'énergie d'excitation.

Cette dernière méthode présente l'avantage suivant : on décrit la corrélation angulaire tout en laissant fixes θ_p et E_p . La quantité de mouvement transférée $\vec{p}_o - \vec{p}_p$ est donc constante au cours des différentes mesures d'une même corrélation angulaire.

Comme nous l'avons vu dans l'introduction le choix du couple de valeur E_p, θ_p correspondant à la diffusion quasi-libre pour la condition $q=0$ ne peut se faire arbitrairement si on veut que les mécanismes de réaction parasites ne contribuent pas de manière importante. Ces remarques sont à compléter

par des considérations purement expérimentales.

Lorsqu'un des deux angles θ_p ou θ_x est trop petit, le taux de comptage sur la voie correspondante devient important. Il faut alors craindre un trop grand nombre de coïncidences fortuites proton-particule x . Ces coïncidences fortuites, si elles sont en nombre important dégradent d'une manière dramatique la précision des mesures.

Si on appelle N_m le nombre total d'évènements mesurés, N_f le nombre d'évènements fortuits^m et N_v le nombre d'évènements vrais, l'erreur statistique sur la mesure du nombre N_v est donnée par la relation suivante :

$$\Delta N_v = \Delta N_m + \Delta N_f \quad \Delta N \text{ étant l'erreur faite sur la mesure de } N \text{ évènements.}$$

puisque $N_v = N_m - N_f$

alors
$$\frac{\Delta N_v}{N_v} = \frac{\Delta N_m + \Delta N_f}{N_m - N_f} = \frac{\Delta N_m}{N_m} \times F$$

avec
$$F = \frac{1 + \sqrt{N_f/N_m}}{1 - N_f/N_m} \quad \text{en prenant } \Delta N \propto \sqrt{N}$$

Le tableau suivant donne le facteur F en fonction du rapport N_f/N_m .

$\frac{N_f}{N_m} \%$	F
1	1,1
20	1,8
50	3,4
80	9,5
100	∞

L'erreur sur la mesure est ainsi doublée si on tolère 20% d'évènements fortuits. Une autre raison pour laquelle on ne doit pas choisir θ_p trop petit est que l'énergie E_D des protons qu'il faut choisir pour réaliser la condition $q=0$ décroît lorsque θ_p augmente. L'énergie E_x augmente donc lorsque θ_p croît et nous verrons dans le chapitre consacré à la détection des particules x qu'en deça d'une énergie minimale les particules x ne sont plus correctement identifiées : E_x doit donc être supérieur à une dizaine de Mev et θ_p doit être choisi de manière à satisfaire cette condition. C'est aussi la condition requise pour ne pas être gêné par les réactions séquentielles possibles.

Si par contre θ_p devient trop grand, l'angle θ_x correspondant à la condition $q=0$ devient petit et le taux de comptage sur la voie x devient prohibitif et on doit s'attendre à voir augmenter le nombre d'évènements fortuits. D'autre part l'énergie E_x qui augmente lorsque θ_x décroît doit rester inférieure à une limite qui sera définie au chapitre décrivant la détection des particules x et au-delà de laquelle l'identification de ces particules devient hasardeuse. D'autre part; si θ_p est trop grand, la

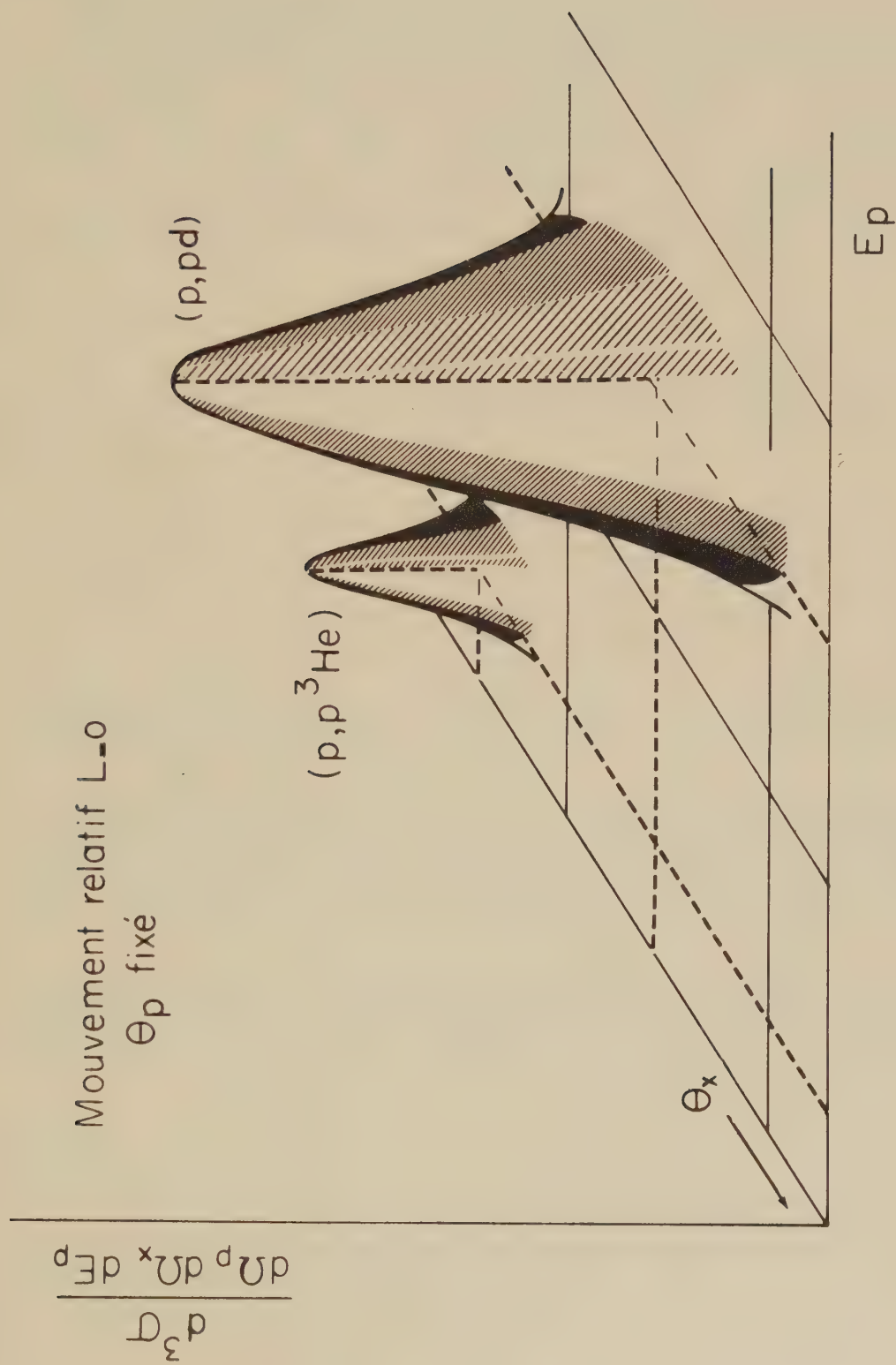


Fig. 2 - Représentation schématique des corrélations angulaires p-d et p-³He dans les réactions ⁶Li(p,pd)⁴He et ⁶Li(p,p³He)³H en fonction des variables énergie du proton sortant et angle d'émission de la particule x.

section efficace différentielle devient trop petite.

En regroupant toutes ces considérations il est clair qu'il faut choisir des conditions expérimentales satisfaisant aux exigences suivantes : θ_p aussi petit que possible mais supérieur à 20 ou 25° à condition que E_x reste supérieur à 15 ou 20 Mev et que l'angle θ_x reste toujours supérieur à 20 ou 25° au cours de la mesure de la corrélation angulaire. Le choix des conditions expérimentales utilisées lors de l'étude de chaque réaction sera détaillée dans le chapitre consacré aux résultats expérimentaux.

METHODE EXPERIMENTALE

Faisceau

Pour l'étude expérimentale des réactions (p,px) nous avons utilisé le faisceau de protons de 156 Mev du synchrocyclotron d'Orsay. Le faisceau est extrait de l'accélérateur à l'aide du système "stockastique" qui permet d'obtenir un cycle utile macroscopique de l'ordre de 30% (contre 1% lorsqu'on utilise le système d'extraction normal) (Be60) (Ca60).

En effet, lorsqu'on veut détecter en coïncidences deux particules, il convient de minimiser le nombre de coïncidences fortuites. Le nombre de ces coïncidences fortuites est donné par la relation

$$N_f = 2\tau k N_1 N_2 \quad (1)$$

dans laquelle

- $1/k$ est la fraction du temps pendant lequel le faisceau est effectivement extrait de l'accélérateur (temps d'occupation).
- 2τ est le temps de résolution total du circuit de coïncidences utilisé.
- N_1 et N_2 sont les nombres de coups sur les voies simples 1 et 2.

Si on a $\theta_d \leq 2\tau \leq \theta_{RF} - \theta_d$, ce qui est notre cas (θ_{RF} étant la période de la tension accélératrice en fin de cycle et θ_d la durée d'une microimpulsion de faisceau à la sortie), il faut remplacer 2τ par θ_{RF} dans la formule (1), $1/k$ étant alors le temps d'occupation macroscopique.

Pour réduire N_f on a donc intérêt, entre autres, à augmenter $1/k$, c'est-à-dire à répartir l'intensité du faisceau d'une manière aussi uniforme que possible dans le temps. C'est ce que l'on tend à faire en utilisant l'extraction "stochastique".

Une fois extrait, le faisceau est diaphragmé pour limiter son ouverture angulaire, défléchi à l'aide d'un champ magnétique pour être envoyé en direction de la chambre à réactions puis focalisé sur la cible à l'aide de deux lentilles magnétiques quadrupolaires. Les dimensions habituelles de la section droite du faisceau au niveau de la cible sont alors d'environ 7 mm horizontalement et 10 mm verticalement. Son ouverture angulaire totale est de l'ordre de 0.5° dans le plan horizontal.

Le monitoring est assuré par une chambre d'ionisation à Hellum placée derrière la chambre à réactions. Cette chambre, préalablement étalonnée par comparaison à un cylindre de Faraday est reliée à un Intégrateur de courant.

Cibles

Au cours des mesures que nous avons effectuées, nous avons utilisé quatre types de cibles. Ce sont :

- du polyéthylène deutéré CD_2 . Ce type de cible était employé pour la mesure de la diffusion élastique $p+d \rightarrow p+d$ lors des réglages et des étalonnages ainsi que pour le contrôle de l'appareillage électronique.

- du ^6Li isotopiquement pur à 99,32 %.

- du ^7Li isotopiquement pur à 99,99 %.

- du polystyrolène $(\text{CH})_n$ comme cible de ^{12}C .

Les cibles de polyéthylène deutéré étaient obtenues par moulage à chaud et sous pression de granulés de polyéthylène. Leur épaisseur était de l'ordre de 10 mgr.cm^{-2} , soit $2,5 \text{ mgr.cm}^{-2}$ de deuterium.

Les cibles de lithium étaient fabriquées à partir de petits blocs de lithium enrichi, d'abord pressés jusqu'à une épaisseur de quelques millimètres à la presse hydraulique, puis laminés jusqu'à obtenir l'épaisseur convenable, toutes ces opérations étant effectuées sous huile de paraffine préalablement dégazée de manière à éviter l'oxydation et la nitruration en surface au contact de l'air. Les épaisseurs étaient les suivantes :

pour ^6Li	$21,4 \text{ mgr.cm}^{-2}$
pour ^7Li	$22,7 \text{ mgr.cm}^{-2}$

Les cibles de carbone étaient tout simplement découpées dans des feuilles de polystyrolène.

Le diamètre de toutes ces cibles était de 60 mm. Une fois montées sur le porte cible, le diamètre utile était de 50 mm.

Détection des particules.

Protons

Les protons émis par la cible traversent tout d'abord deux diaphragmes : l'un vertical, l'autre horizontal définissant l'ouverture angulaire du spectromètre magnétique de 170 cm de rayon dont l'angle de déflexion est de 120° (De62, Br66). Cet aimant peut pivoter autour de la cible ce qui permet de choisir l'angle d'observation. Le champ magnétique est mesuré par une sonde à résonance nucléaire. A la sortie du spectromètre, les particules sont détectées par un télescope à scintillateurs plastiques. De manière à avoir un taux de comptage appréciable il est intéressant de prendre une ouverture angulaire $\Delta\Omega_p$ et une ouverture en énergie ΔE_p grande, compatibles cependant avec les résolutions souhaitées.

Au cours de nos expériences, les diaphragmes d'entrée de l'analyseur magnétique étaient réglés aux valeurs suivantes : Diaphragme vertical 55 mm le diaphragme horizontal était réglé suivant les réactions étudiées à 60 mm ou 30 mm. Ce qui correspond respectivement à des angles solides de $1,9 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$ et $0,95 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$. L'ouverture angulaire correspondante dans le plan horizontal est respectivement de $\pm 1,1^\circ$ et $\pm 0,55^\circ$ par rapport à l'angle θ_p .

Pour un même champ magnétique, le rayon de courbure des trajectoires de particules de différentes natures dans l'aimant est le même pour le même rapport p/Z , p étant la quantité de mouvement de la particule considérée et Z son nombre de charges.

On trouvera donc, au même point du plan focal de l'aimant toutes les particules de même nature ayant la même énergie mais aussi des particules de natures différentes ayant des énergies différentes. A titre d'exemple,

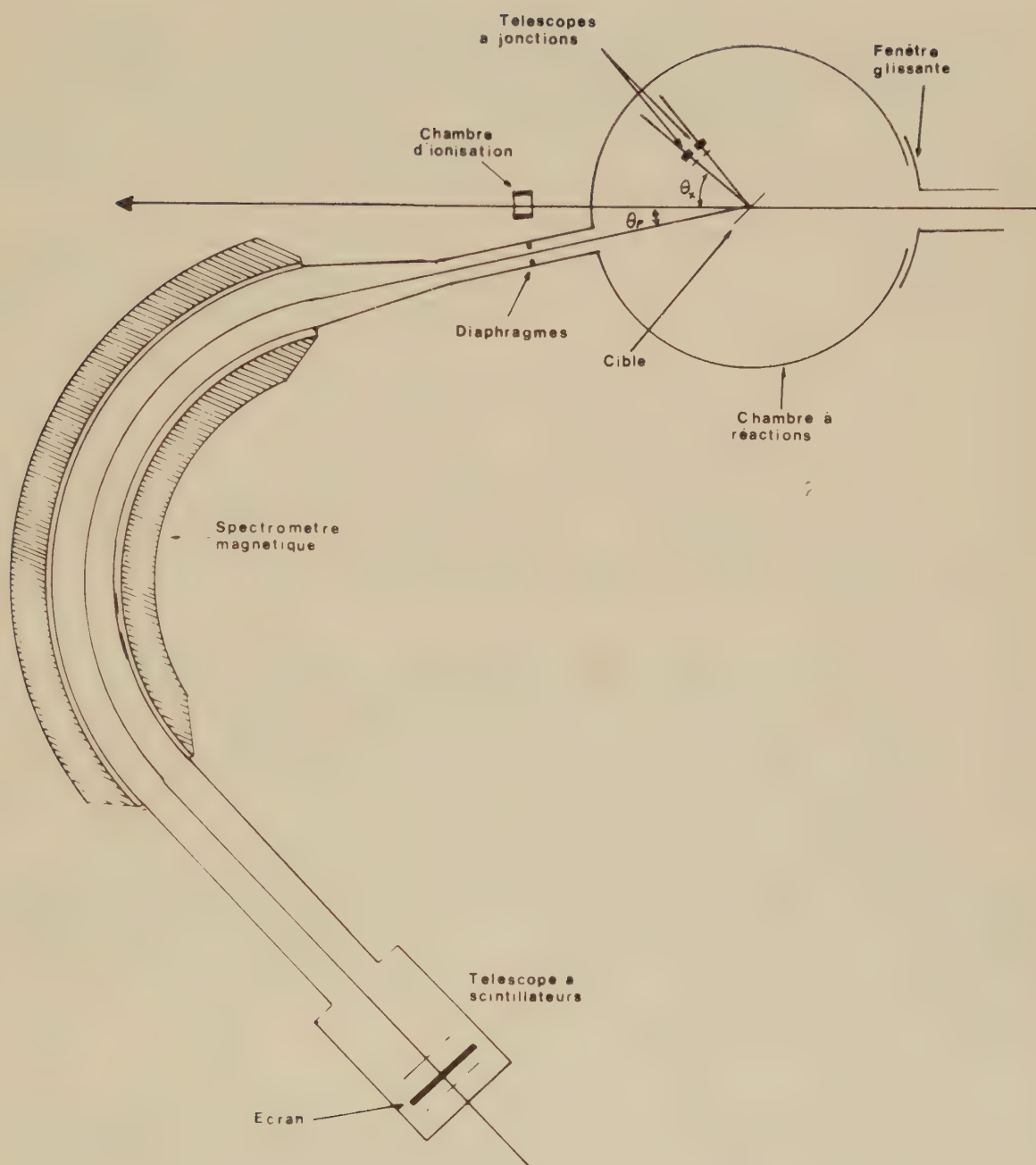


Fig. 3 - Schéma général du dispositif expérimental.

si on règle le champ magnétique de telle manière que l'on trouve au milieu du plan focal des protons de 100 Mev, on aura aussi en ce point :

des deutons de 52 Mev
des tritons de 35 Mev
des ^3He de 137 Mev
des ^4He de 105 Mev.

Si on n'est intéressé que par les seuls protons (les protons étant cependant les particules les plus abondantes), de manière à réduire le nombre de coïncidences fortuites, il faudra que le système de détection soit tel qu'il ne délivre d'information qu'au seul passage d'un proton. Pour réaliser cette condition nous avons utilisé un télescope à parcours composé de deux scintillateurs entre lesquels nous avons interposé un écran d'épaisseur convenable. Le premier scintillateur placé dans le plan focal de l'aimant définit par sa largeur la bande d'énergie ΔE_p .

L'épaisseur de l'écran est calculée de manière à absorber toutes les particules moins pénétrantes que les protons. Par exemple, lorsque des protons de 100 Mev, qui ont un parcours de 10 gr cm^{-2} dans l'aluminium traversent le spectromètre, les autres particules possibles et leurs parcours sont les suivants :

deutons	52 Mev	parcours	2 gr cm^{-2}
tritons	35 Mev		0,7 gr cm^{-2}
^3He	135 Mev		1,8 gr cm^{-2}
^4He	105 Mev		0,9 gr cm^{-2}

Il suffit donc que l'écran ait une épaisseur un peu supérieure à 2 gr cm^{-2} (et inférieure à 10 gr cm^{-2}) pour que les informations délivrées par le télescope correspondent uniquement au passage de protons. Il est néanmoins souhaitable de prendre une épaisseur d'écran assez faible de manière à minimiser les pertes par diffusion des protons dans l'écran.

Les protons sont émis en coïncidence avec la particule x, on pourrait donc discriminer les protons pour leur temps de vol. En effet, on peut calculer le temps t_x émis par la particule x pour atteindre le télescope de détection x et le temps t_p mis par les protons pour traverser l'analyseur magnétique. On peut donc, en choisissant un temps de résolution très bref pour le circuit de coïncidences p-x sélectionner les protons. Comme nous le verrons plus loin, on ne peut cependant pas réduire ce temps de résolution en deça d'une certaine limite.

Les dimensions des deux scintillateurs plastiques utilisés pour l'étude de chaque réaction sont regroupées dans le tableau résumant l'ensemble des conditions expérimentales dans le chapitre consacré aux résultats expérimentaux. La largeur du scintillateur de définition gouverne la résolution en énergie ΔE_p du système. La largeur de la bande d'énergie ΔE_p étant reliée à la largeur Δy du scintillateur par la relation

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta y}{D}$$

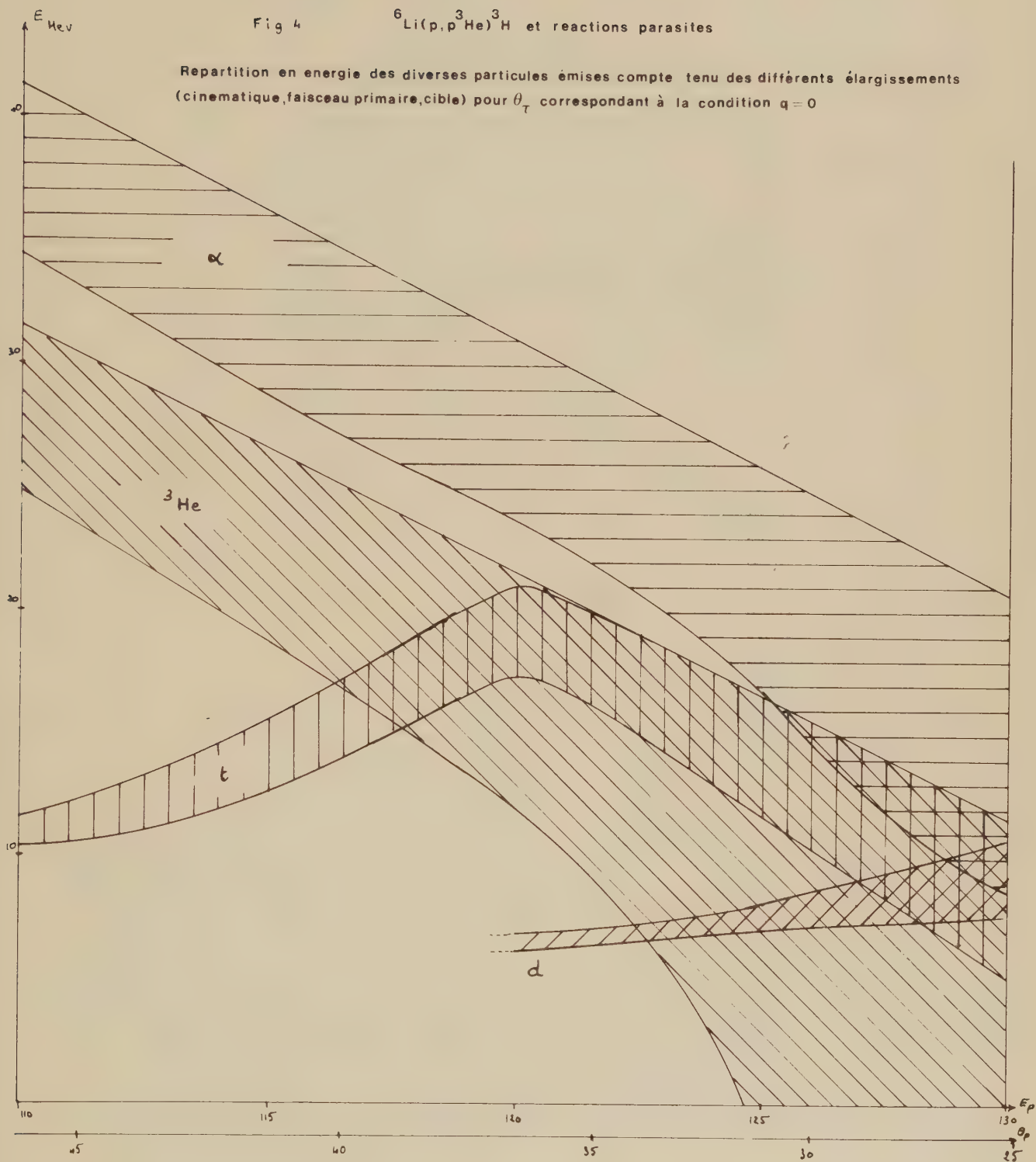
ou D représente la dispersion du spectromètre (D=360 pour Δy mesuré en cm). Ainsi pour des protons de 100 Mev et un scintillateur de 35 mm de largeur on aura $\Delta E_p = 0.97$ Mev. Nous avons utilisé des photomultiplicateurs rapides (56 AVP Radiotechnique) à la suite des scintillateurs. Les impulsions des photomultiplicateurs entrent dans un circuit de coïncidences rapides dont le temps de résolution ($2\tau = 15$ à 20 ns) permet d'éliminer les coïncidences fortuites dues aux particules parasites du fond.

Le choix de la largeur du scintillateur de définition, donc de ΔE_p , est le résultat d'un compromis entre le fait de vouloir travailler avec ΔE_p une bonne résolution en énergie et de ne pas avoir un taux de comptage trop faible.

Fig 4

 ${}^6\text{Li}(p, p^3\text{He})^3\text{H}$ et reactions parasites

Repartition en energie des diverses particules émises compte tenu des différents élargissements
(cinématique, faisceau primaire, cible) pour θ_T correspondant à la condition $q=0$



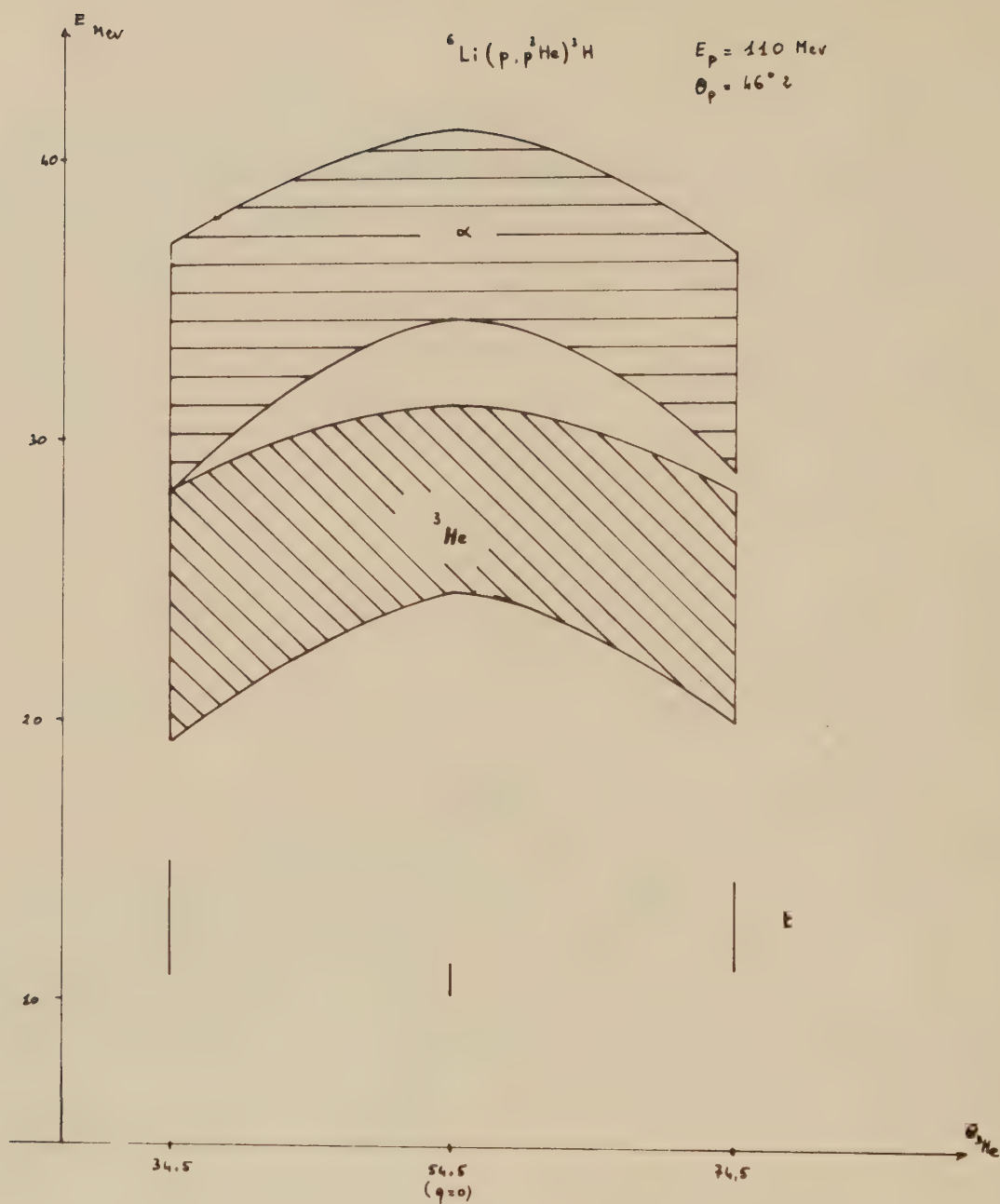


Fig. 5 - ${}^6\text{Li}(p, p^3\text{He})^3\text{H}$ et réactions parasites. Répartition en énergie des diverses particules émises compte tenu des différents élargissements en fonction de θ_T pour E_p et θ_p fixés aux valeurs indiquées.

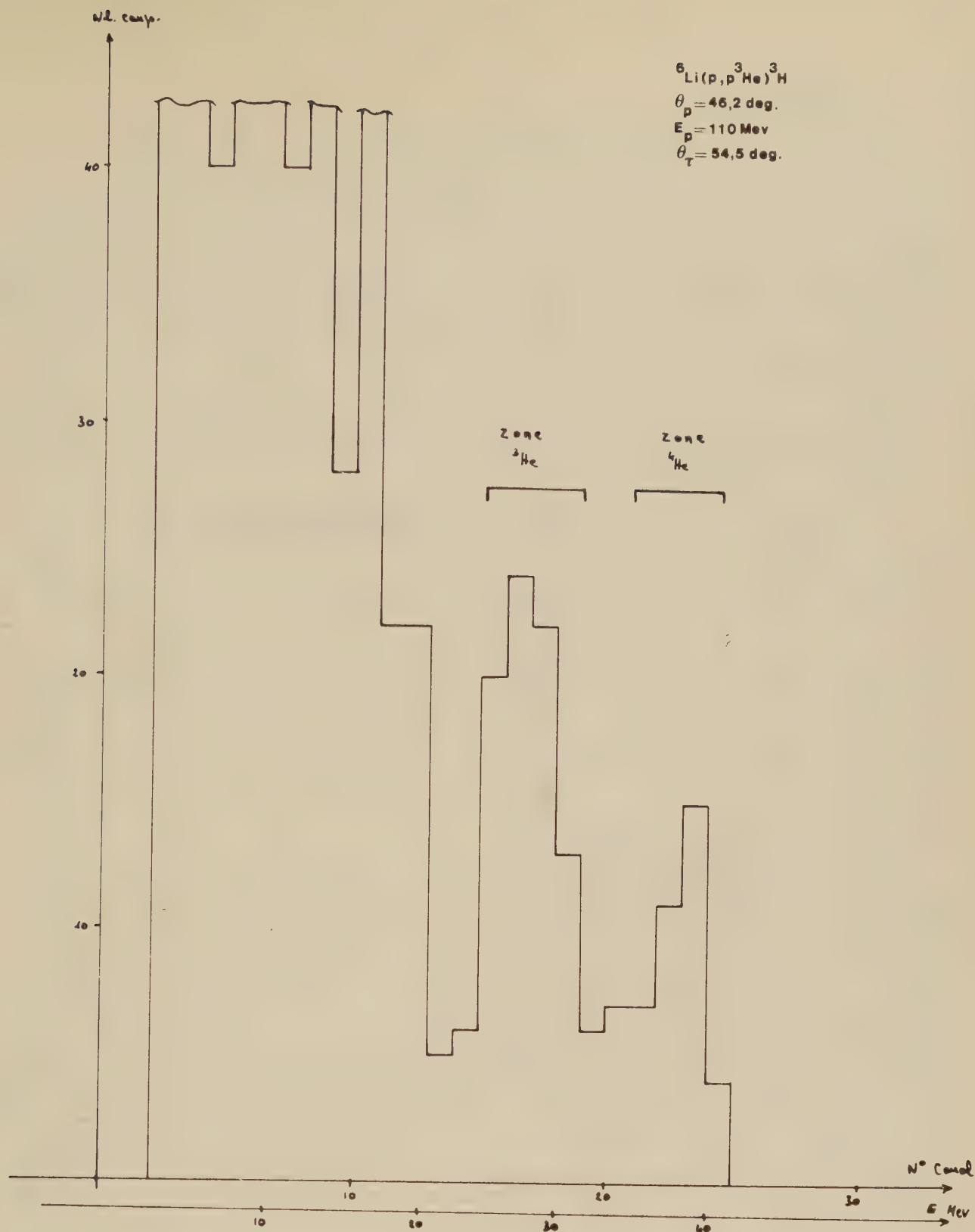


Fig. 6 - Spectre en énergie typique obtenu dans l'étude de la réaction ${}^6\text{Li}(p, p\tau){}^3\text{H}$.

Particule x

En ce qui concerne la détection des particules x nous avons utilisé des détecteurs au silicium.

- Dans une première étape, nous avons pu utiliser un seul détecteur de 1 mm d'épaisseur à la fois pour identifier et déterminer l'énergie des ^3He que nous avons à détecter dans la réaction $^6\text{Li}(p, p^3\text{He})^3\text{H}$. Il est bien évident que l'emploi d'un seul détecteur impose des conditions très strictes car les ^3He détectés doivent alors, dans le spectre de toutes les impulsions délivrées par le détecteur, être bien séparées du fond du à toutes les autres particules issues d'autres réactions (p,pX) parasites telles que (p,2p), (p,pd), (p,pt) ou (p,pα). Pour ce faire les conditions suivantes doivent être réalisées :

1) les particules moins ionisantes que les ^3He doivent traverser la jonction en y laissant une énergie bien inférieure à celle des ^3He à observer, le parcours de ces derniers devant être inférieur à l'épaisseur du détecteur.

2) les particules les plus ionisantes (particules α) doivent avoir une énergie assez différente de celle des ^3He .

3) comme il est signalé dans la discussion à propos des conditions cinématiques, il est préférable de fixer l'angle d'observation des protons à une valeur qui ne soit pas trop grande.

La figure 4 montre la variation de l'énergie des ^3He dans la réaction $^6\text{Li}(p, p^3\text{He})^3\text{H}$ ainsi que l'énergie des particules provenant des réactions parasites. Sur cette figure il apparaît clairement que les particules sont nettement séparées pour $\theta_p \geq 46^\circ$. La figure 5 montre la variation de l'énergie des différentes particules en fonction de l'angle d'observation des ^3He pour $E_p = 110 \text{ Mev}$ et $\theta_p = 46^\circ, 2$. Enfin, la figure 6 montre le spectre en énergie obtenu pour $q=0$ ($\theta_\tau = 54,5^\circ$). Comme on le voit, le rapport pic/vallée pour les ^3He est de 10.

- Dans une seconde étape nous avons amélioré notre système de détection en utilisant les télescopes ΔE-E à détecteur semi-conducteur au silicium. Afin d'accroître le rendement expérimental nous avons monté deux télescopes identiques. Chacun des télescopes est enfermé dans une boîte étanche à la lumière, les deux boîtes étant fixées sur un bras qui peut pivoter autour du centre de la cible. L'ensemble se trouve enfermé sous vide à l'intérieur de la chambre à réactions. Pour éviter des claquages à la surface des jonctions, le vide, dans la chambre à réactions doit être maintenu à une valeur inférieure à 10^{-2} mmHg . L'angle entre les axes des deux télescopes est fixé mais on peut en choisir la valeur lors du montage mécanique pourvu qu'il soit supérieur à 10° (angle minimum dû à l'encombrement des boîtes) lorsqu'on place le diaphragme d'entrée des télescopes à une distance de 30 cm de la cible (distance à laquelle nous avons travaillé). L'ensemble des deux télescopes et du bras peut être déplacé de l'extérieur de la chambre. Devant chaque télescope se trouve un petit aimant permanent dont le champ magnétique, trop faible pour influencer les trajectoires des particules lourdes à détecter est néanmoins suffisant pour dévier les électrons émis par la cible, dans le but de soulager la jonction ΔE et lui assurer ainsi un meilleur fonctionnement.

On trouvera dans le chapitre consacré aux résultats expérimentaux un tableau résumant toutes les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons travaillé au cours de l'étude des différentes réactions.

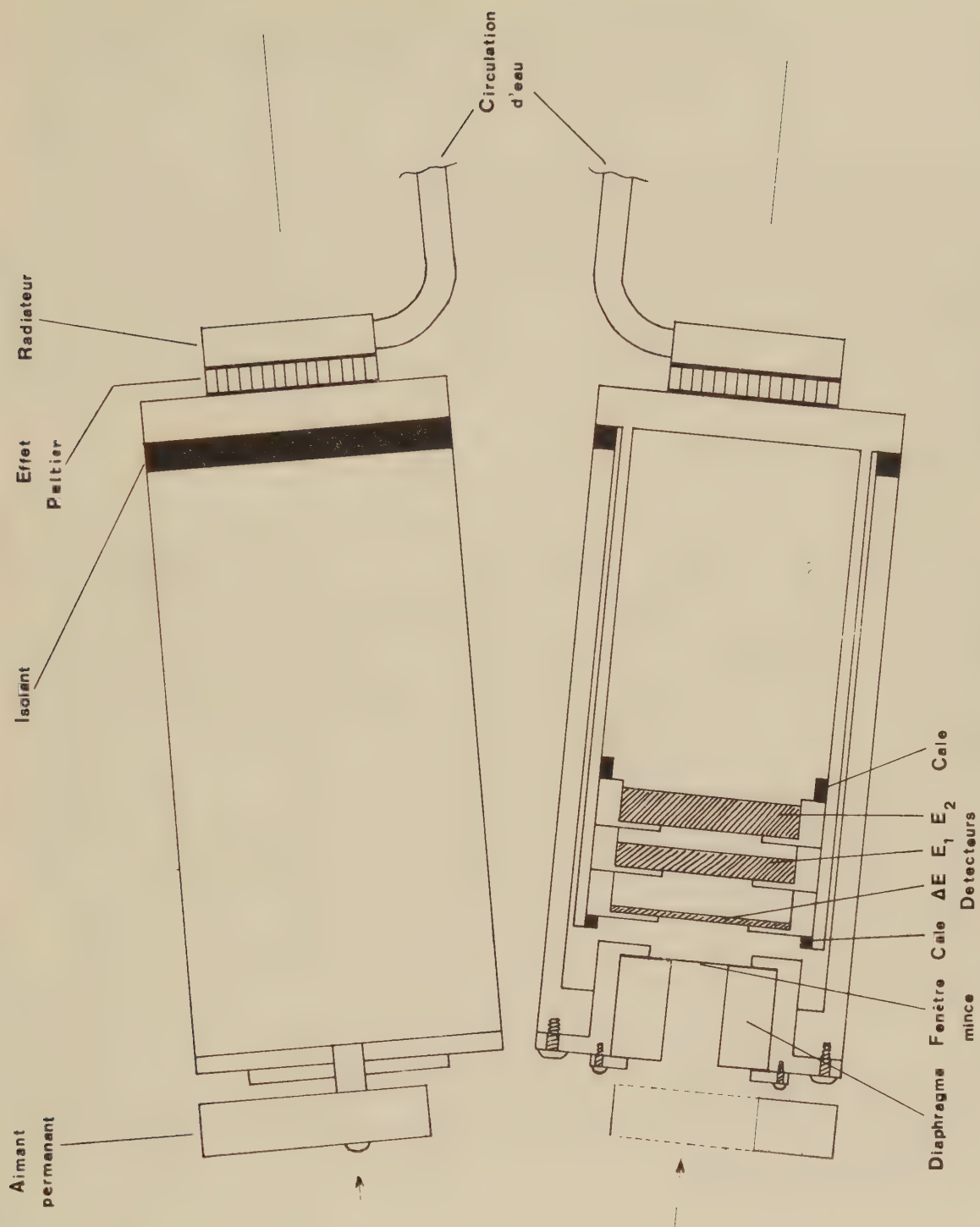


Fig.7 TELESCOPES A DETECTEURS SEMI-CONDUCTEURS

Détecteur ΔE .

Nous avons employé des détecteurs semi-conducteurs à barrière de surface d'un diamètre utile de 16 mm. L'épaisseur de ces détecteurs joue un rôle important : c'est en effet de cette épaisseur que va dépendre la qualité de la séparation des particules de différentes natures lors de l'identification.

Lors de nos mesures l'énergie des particules que nous voulions observer se situait entre 15 et 40 Mev. Il fallait donc choisir l'épaisseur du détecteur de manière à ce que la particule à observer laisse une énergie ΔE grande par rapport au bruit de fond mais, bien sur, sans qu'elle soit complètement stoppée dans le détecteur. Il faut d'autre part que les pertes d'énergie pour des particules de natures différentes diffèrent d'une manière appréciable. Pour pouvoir assurer facilement une identification il faut que le stragglings en énergie, ainsi que le bruit de fond du détecteur soit faible devant l'écart δE de la perte d'énergie de deux particules voisines, par exemple deutons et tritons. Ceci est d'autant plus important que les événements sont rares et qu'il faut pouvoir assurer l'identification à coup sûr.

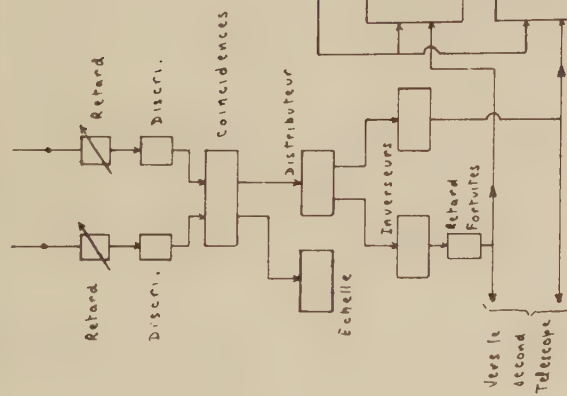
Détecteur E.

Les détecteurs E sont des jonctions compensées au lithium de grande épaisseur. Suivant le type et l'énergie de la particule à détecter, les épaisseurs choisies varient entre 4 mm, 6 mm ou un empilement de deux détecteurs 4 mm + 6 mm. Le diamètre utile de ces détecteurs est de 14 mm ou de 16 mm. Pour ces jonctions épaisses, il faut s'efforcer de réduire le bruit de fond qui altère la précision de la mesure de l'énergie et surtout le temps de montée des impulsions. En effet, si on veut faire des coïncidences ΔE -E avec un temps de résolution raisonnable, il faut que les signaux temps soient définis avec précision. Le niveau du bruit de fond dépend essentiellement de la température de fonctionnement des détecteurs. Le temps de montée des impulsions, lui, est fonction jusqu'à un certain point de la tension de polarisation et de la température du détecteur. C'est pourquoi nous avons été amenés à refroidir les enceintes contenant les détecteurs. Pour des jonctions E de 6 mm d'épaisseur, nous avons pu réduire le temps de montée à 250 ou 300 ns, alors qu'à température ordinaire et pour la même tension de polarisation celui-ci est de l'ordre de 0,8 à 1 μ s. Il va sans dire que nous avons pu ainsi réduire le temps de résolution 2τ du circuit de coïncidences ΔE -E. D'autre part, la réduction du temps de montée des impulsions permet de travailler avec des taux de comptage plus élevés, l'empilement de deux impulsions n'étant gênant que lorsqu'il se produit pendant la durée correspondant au temps de montée de l'impulsion. Le refroidissement s'effectue à l'aide d'éléments Peltier fixés sur la face arrière des enceintes contenant les détecteurs, la chaleur pompée étant évacuée par une circulation d'eau. Ce système nous permet de descendre la température des détecteurs jusqu'à -20°C à -25°C . Dans ces conditions, pour une jonction de 6 mm d'épaisseur et de 18 mm de diamètre polarisée par une tension de 750 Volts, le temps de montée était typiquement de 250 μ s avec un courant de fuite de 0.55 μ A. La résolution en énergie pour des particules α de 8,8 Mev était de 180 Kev.

Electronique.

Les deux scintillateurs plastiques du télescope placé derrière le spectromètre magnétique, sont suivis par deux photomultiplicateurs 56 AVP.

Telescope à scintillateurs (voir protons)



Telescope à demi-conducteurs
(voir x)

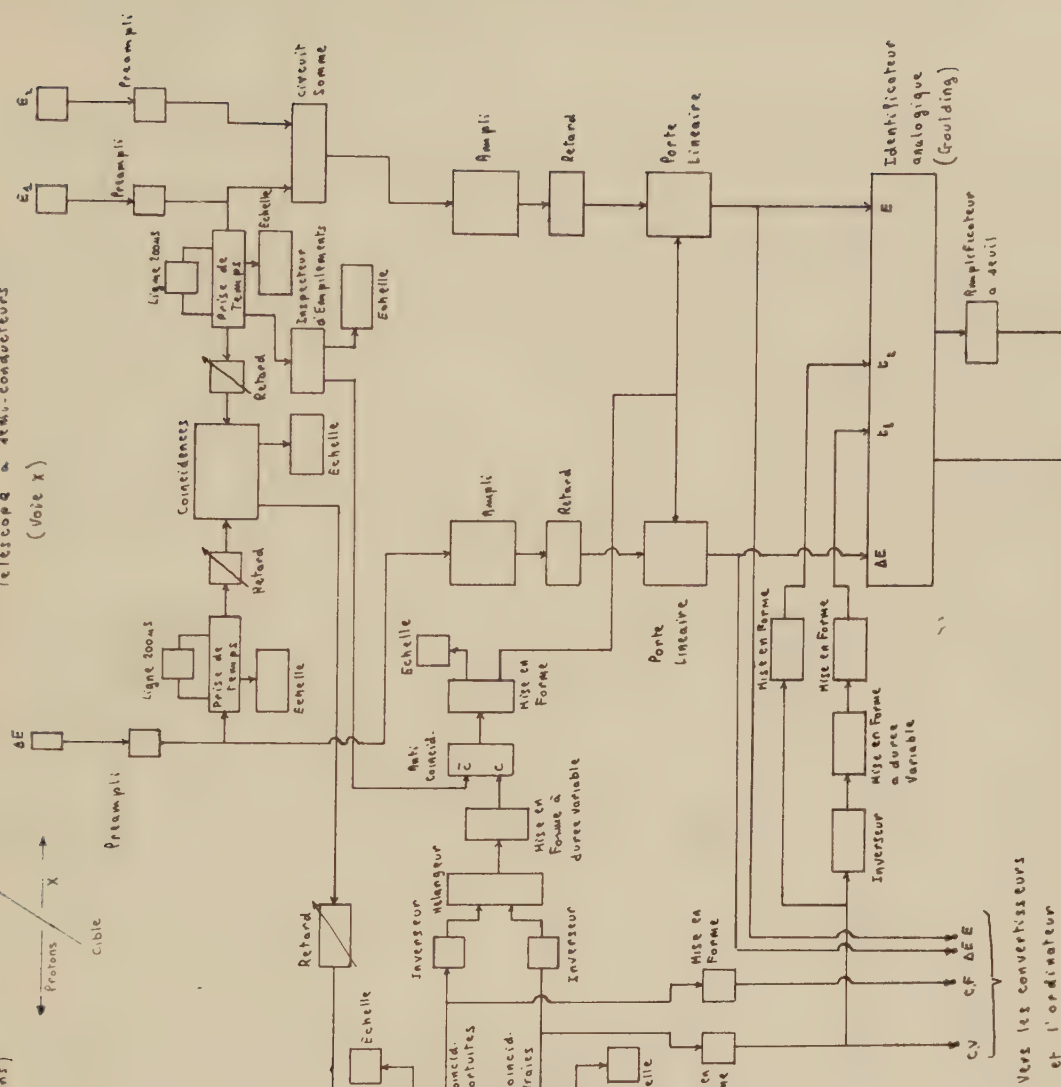


DIAGRAMME
DE
L'ÉLECTRONIQUE
UTILISÉE DANS L'ÉTUDE DE
LA RÉACTION (p.p.x).

857

A la suite de discriminateurs à seuils réglables se trouve un circuit de coïncidences rapide dont le temps de résolution, de l'ordre de 20 ns, permet de ne prendre de particules que dans le même micropaquet RF du faisceau. Les impulsions de coïncidence sont ensuite convenablement mises en forme et dirigées vers le circuit de coïncidences principal (proton-particule x).

Le télescope à semi-conducteurs, dans la toute première version était constitué par un détecteur unique. L'électronique se composait alors d'un préamplificateur de charges suivi d'un amplificateur, une porte linéaire et un analyseur multicanaux. Les signaux d'ouverture de la porte linéaire étaient fournis par le circuit de coïncidences principal. La méthode du "cross-over" était utilisée pour générer les signaux fournis au circuit de coïncidences. Dans l'étape suivante, avec les télescopes $\Delta E, E$, nous avons tout d'abord utilisé une électronique très semblable à celle employée alors par Goulding à Berkeley (Go66). Par la suite nous avons remanié le schéma de manière à l'alléger tout en l'adaptant mieux à nos besoins. Actuellement, nous utilisons les circuits schématisés sur la figure 8.

Les détecteurs sont suivis de préamplificateurs de charge dont la sensibilité est réglée à 20 mV/Mev pour les détecteurs ΔE et 10 mV/Mev pour les détecteurs E . Chacun de ces préamplificateurs fournit des impulsions qui entrent en parallèle dans une prise de temps et dans un amplificateur suivi d'une porte linéaire dont l'ouverture est commandée par les coïncidences proton-particules x.

Les prises de temps ont un double rôle : elles fournissent des signaux de temps et à l'aide d'un seuil bas, elles sont capables d'éliminer des impulsions de faible amplitude. En jouant sur le seuil de la prise de temps ΔE on peut donc éliminer les particules les plus pénétrantes (protons) et les particules de grande énergie. En jouant sur le seuil de la prise de temps E , on peut éliminer des particules de faible énergie ou encore des particules très ionisantes si elles ont déjà laissé la majeure partie de leur énergie dans la jonction ΔE . Les impulsions délivrées par ces prises de temps, après deux retards de mise en temps attaquent le circuit de coïncidences $\Delta E-E$ dont le temps de résolution 2τ est réglé aux alentours de 60 ns. A la sortie du circuit de coïncidences du télescope à scintillateurs les impulsions sont distribuées dans les quatre circuits de coïncidences principaux (deux par télescope à jonction).

Pour chaque télescope à semi-conducteur, nous utilisons deux circuits de coïncidences : l'un pour les coïncidences "vraies" (en réalité vraies + fortuites) et l'autre pour la mesure des coïncidences fortuites. Les temps de résolution de ces deux circuits doivent être identiques. D'autre part, ils ne doivent pas être trop faibles de manière à tenir compte des fluctuations de temps de vol des particules détectées. Ces fluctuations de temps de vol étant dues à la variation de l'énergie des particules x au cours de la description de la corrélation angulaire ainsi qu'aux fluctuations des trajectoires des protons dans le spectromètre. Les coïncidences fortuites sont obtenues en ajoutant sur la voie "proton" un retard supplémentaire correspondant à une ou plusieurs périodes RF du synchrocyclotron : ainsi les particules détectées par le télescope à protons correspondant à un certain paquet de protons primaires seront en coïncidence fortuite avec des particules détectées par le télescope à semi-conducteur correspondant au paquet ou à l'un des paquets suivants.

Les signaux de coïncidence vraie servent à mettre en temps l'identification analogique. Les signaux de coïncidences vraies et fortuites sont ensuite mélangées et après un circuit d'anticoïncidence permettant d'éliminer les empilements, détectés par l'inspecteur d'empilements disposé sur la voie E , ouvrent les portes linéaires.

A la sortie des portes linéaires, on dispose donc d'un ensemble d'impulsions correspondant à la fois à des coïncidences vraies et

fortuites. Ces impulsions linéaires sont dirigées d'une part vers l'ordinateur conjointement aux signaux de coïncidences vraies et fortuites de manière à étiqueter chaque événement et d'autre part, vers l'identificateur analogique qui, lui, n'est mis en oeuvre que pour les événements correspondant à des coïncidences vraies.

Mise en oeuvre, réglages, étalonnage.

On dispose pour les réglages et les contrôles en cours d'expérience d'un générateur de test à 3 voies par télescope connecté à l'entrée test de chacun des préamplificateurs. Ce générateur de test doit tout d'abord être étalonné. Pour ce faire on dispose successivement devant chaque détecteur une source radioactive α dont les énergies de raies α sont bien connues. On règle ensuite chacune des voies du générateur pour qu'en affichant sur celui-ci l'énergie connue des particules α émises par la source, on retrouve, à la sortie du préamplificateur des impulsions ayant exactement la même amplitude que celle générées par des particules α de même énergie stoppées dans le détecteur. Cet étalonnage est fait avant chaque expérience et est ensuite vérifié par des mesures sur des particules d'énergie connue au cours des mesures.

La mise en temps des différents circuits de coïncidence s'effectue en envoyant le faisceau sur une cible de polyéthylène deutéré CD_2 et en mesurant la diffusion élastique $p+d \rightarrow p+d$ en détectant à la fois le proton et le deuton dans des conditions cinématiques telles que l'on ait pour le proton et le deuton des énergies voisines de celles qu'auront les particules dans la réaction (p,px) . La mesure de l'énergie des deutons dans la diffusion élastique permet de vérifier la qualité de l'étalonnage du générateur de test pour des énergies supérieures à 10 Mev. Cet étalonnage par la mesure de la diffusion élastique permet également une vérification du positionnement angulaire des détecteurs et la mesure absolue des sections efficaces.

L'égalisation des gains des deux voies E_1 et E_2 attaquant le circuit somme lorsqu'on travaille avec un empilement de deux détecteurs E ainsi que le réglage des gains des amplificateurs s'effectue aussi à l'aide du générateur de test préalablement étalonné. La dynamique de tous les éléments des chaînes linéaires étant de 0-8 Volts, on choisit la dynamique à adopter de manière à obtenir un signal le plus grand possible pour l'énergie maximale intéressante tout en gardant une marge de sécurité par rapport à la limite au-delà de laquelle il y a saturation. Par exemple, lorsqu'on attend sur une voie ΔE ou E une énergie maximale de 20 Mev, on réglera le gain de l'amplificateur correspondant de manière à avoir des impulsions correspondant à cette énergie ayant une amplitude de 6 à 7 Volts.

Pour effectuer la somme $\Delta E + E$ dans l'identificateur analogique, un signal correspondant par exemple à une énergie de 10 Mev doit avoir la même amplitude sur la voie ΔE que sur la voie E . Dans la pratique, les énergies ΔE sont souvent plus petites que les énergies E et on aura intérêt à choisir un gain plus grand sur la voie ΔE de manière à conserver un bon rapport signal/bruit de fond. Pour rétablir l'équilibre entre ΔE et E au niveau du circuit somme, on dispose alors sur la voie ΔE , à l'entrée de l'identificateur un atténuateur dont on fixe le rapport d'atténuation avant l'expérience de manière à retrouver exactement un rapport 1 entre les impulsions E et ΔE correspondant à la même énergie. Il est donc important de prévoir les dynamiques à utiliser.

Lors du montage et des réglages des circuits on fixe l'atténuateur à la valeur calculée et on règle les gains des chaînes ΔE et E en rapport inverse de la valeur d'atténuation adoptée. Au cours des mesures pour assurer un bon fonctionnement de l'identificateur, il est nécessaire de contrôler

la stabilité des gains des deux chaînes et, au besoin, de ramener ces gains à leurs valeurs primitives.

A la sortie de l'identification analogique, on dispose de deux amplificateurs à seuil : l'un sur la voie $\Delta E + E$, incorporé à l'identificateur, l'autre sur la voie signal d'identification. On règle les gains de ces amplificateurs ainsi que leurs seuils de manière à ne conserver que la zone intéressante sur le spectre bidimensionnel accumulé à l'aide d'un analyseur multicanaux 4096 canaux fonctionnant en biparamétrique.

Le montage et la mise au point d'un tel dispositif électronique représente un travail non négligeable. Il faut de l'ordre de 48 heures de faisceau, avec un bon entraînement pour effectuer tous les réglages.

Deux grandeurs sont à surveiller en permanence lorsqu'on effectue des mesures : ce sont les taux de comptage sur les voies simples ΔE et E ainsi que la bonne qualité du faisceau au point de vue temps d'occupation. En effet, pour obtenir des mesures propres, il convient d'avoir le moins possible de phénomènes d'empilement et de coïncidences fortuites. Ces deux points sont d'ailleurs liés.

L'inspecteur d'empilements en fonction sur la voie E , ne résoud pas radicalement le problème des empilements. En effet, si les empilements dus à des impulsions assez grandes pour déclencher la prise de temps sont bien éliminées, l'empilement d'une petite impulsion insuffisante pour actionner le déclenchement de la prise de temps sur une grande impulsion n'est pas décelé car alors la prise de temps donc l'inspecteur d'empilement ne voit que la grande impulsion.

En ce qui concerne les coïncidences fortuites, le fait de les décompter, ou même de mesurer leur spectre afin de pouvoir soustraire leur contribution lors du dépouillement est certes une amélioration par rapport à la situation où on n'aurait aucune information sur ces phénomènes fortuits mais il n'en reste pas moins vrai que plus ils sont nombreux (en valeur relative), plus ils entachent d'erreur la mesure. Pour minimiser ces deux effets, tout en conservant le même schéma électronique ainsi que les mêmes réglages, il n'y a qu'une solution : celle de diminuer le taux de comptage afin de se tenir dans des limites raisonnables donc de faire des mesures plus longues.

IDENTIFICATION DE PARTICULES

Pour connaître à la fois l'énergie et la nature d'une particule, il faut mesurer au moins deux grandeurs caractéristiques. Une des méthodes les plus utilisées consiste à mesurer simultanément la perte d'énergie ΔE et l'énergie restante E dans deux détecteurs appropriés placés l'un derrière l'autre : c'est la méthode que nous avons en général employée dans ces expériences en utilisant des détecteurs semi-conducteurs au silicium. Néanmoins, l'identification n'est pas achevée par le seul fait de cette double mesure. Il faut encore transformer les impulsions recueillies lors de l'arrivée d'une particule en une information permettant de reconstituer l'énergie totale et l'identité de la particule. Pour l'ensemble des informations il faut pouvoir reconstituer le spectre en énergie de chaque type de particule et avoir une méthode pour identifier sans ambiguïté chaque type de particules.

C'est cette manière d'analyser et d'exploiter les impulsions qui sera décrite dans ce chapitre. Nous exposerons non seulement les deux méthodes utilisées mais aussi les développements et les améliorations apportées lors des expériences les plus récentes réalisées par notre équipe. La première méthode consiste à utiliser un identificateur analogique du type Goulding, mis au point à Berkeley, la seconde consiste à bâtir, à l'aide d'un ordinateur en ligne, un spectre biparamétrique $\Delta E, E+\Delta E$ de grandes dimensions. La séparation des particules de différentes natures à partir de ce spectre se faisant hors ligne. Nous avons presque toujours jusqu'ici utilisé ces deux procédés concurremment car ils n'ont ni les mêmes avantages ni les mêmes inconvénients. Nous les avons utilisés aussi bien pour l'étude des réactions (p, px) que pour l'étude de réactions de transfert (d, x) . Il convient de remarquer que l'identificateur analogique du type Goulding est spécifique de la méthode $\Delta E-E$ alors que l'identification digitale effectuée par un ordinateur peut être employée pour d'autres choix de grandeurs caractéristiques d'une particule (spectres bl ou multiparamétriques). Nous allons donc décrire successivement les deux procédés et les comparer.

Identification analogique.

L'identification analogique s'effectue au moyen d'un identificateur du même type que celui mis au point par Goulding à Berkeley et dont le principe de fonctionnement repose sur les considérations suivantes (Fe67).

L'énergie perdue par une particule chargée lourde dans un absorbant quelconque, par unité de longueur, satisfait l'équation de Bethe.

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{z^2}{v^2} \frac{4\pi e^4}{m_e} NZ \left[\text{Log} \frac{2m_e v^2}{I} - \text{Log} (1-\beta^2) - \beta^2 \right]$$

- où - z est le nombre de charges de la particule et V sa vitesse ($\beta = \frac{V}{c}$)
- m_e est la masse de l'électron
- NZ le nombre d'électrons par unité de volume dans le matériau absorbant
- I le potentiel moyen d'ionisation des atomes de l'absorbant.

On peut écrire $\frac{dE}{dx} = z^2 f(V)$. La perte d'énergie est fonction de z , de V mais non de M la masse de la particule.

Le parcours est égal à

$$R = \int_0^E \frac{dE}{dE/dx} = \int_0^E \frac{dE}{z^2 f(V)} = \frac{M}{z^2} F(V)$$

lorsqu'on néglige les effets relativistes. f et F sont des fonctions compliquées de la vitesse V de la particule. Il est cependant possible de les calculer.

On trouve (Wo55) $F(V) \propto V^{3.6} = \left(\frac{2E}{M}\right)^{1.8}$ dans le domaine d'énergie de quelques Mev à quelques dizaines de Mev.

On a donc

$$R \propto \frac{E^{1.8}}{M^{0.8} z^2} \quad \text{et} \quad \frac{dE}{dx} \propto \frac{M^{0.8} z^2}{E} \quad R = a E^{1.8}$$

La constante a ne dépend que de la nature de la particule.

Dans un télescope $\Delta E, E$ on a

$$R = R_{\Delta} + R_E = a E_1^{1.8}$$

$$R_E = a E_1^{1.8}$$

$$\text{d'où} \quad \frac{R_{\Delta}}{a} = E^{1.8} - E_1^{1.8} = (E_1 + \Delta E)^{1.8} - E_1^{1.8} \quad E_1 \text{ étant l'énergie}$$

mesurée dans le deuxième détecteur.

La quantité $(E_1 + \Delta E)^{1.8} - E_1^{1.8}$ ne dépend donc plus que de la nature de la particule ainsi que de l'épaisseur du détecteur ΔE . La constante a prend les valeurs suivantes pour un détecteur au silicium.

Protons	32,2
Deutons	19,1
Tritons	14,2
^3He	3,54
^4He	2,95

L'exposant 1.8 qui apparaît dans l'expression ci-dessus n'est en fait pas rigoureusement constant et la valeur la plus couramment adoptée est 1.73. En fait, la valeur de cet exposant réglable sur l'identificateur est ajustée au mieux en simulant des particules au générateur de test de manière à obtenir un signal d'identification le plus constant possible le long de la plage en énergie choisie et pour toutes les particules à observer. Cette condition ne peut en général être satisfaite qu'approximativement.

Il est donc clair que l'on devra choisir l'épaisseur R_{Δ} avec soin de manière à obtenir une séparation convenable des particules dans la zone intéressante en s'efforçant d'avoir au moins dans ce détecteur un signal grand devant le bruit de fond.

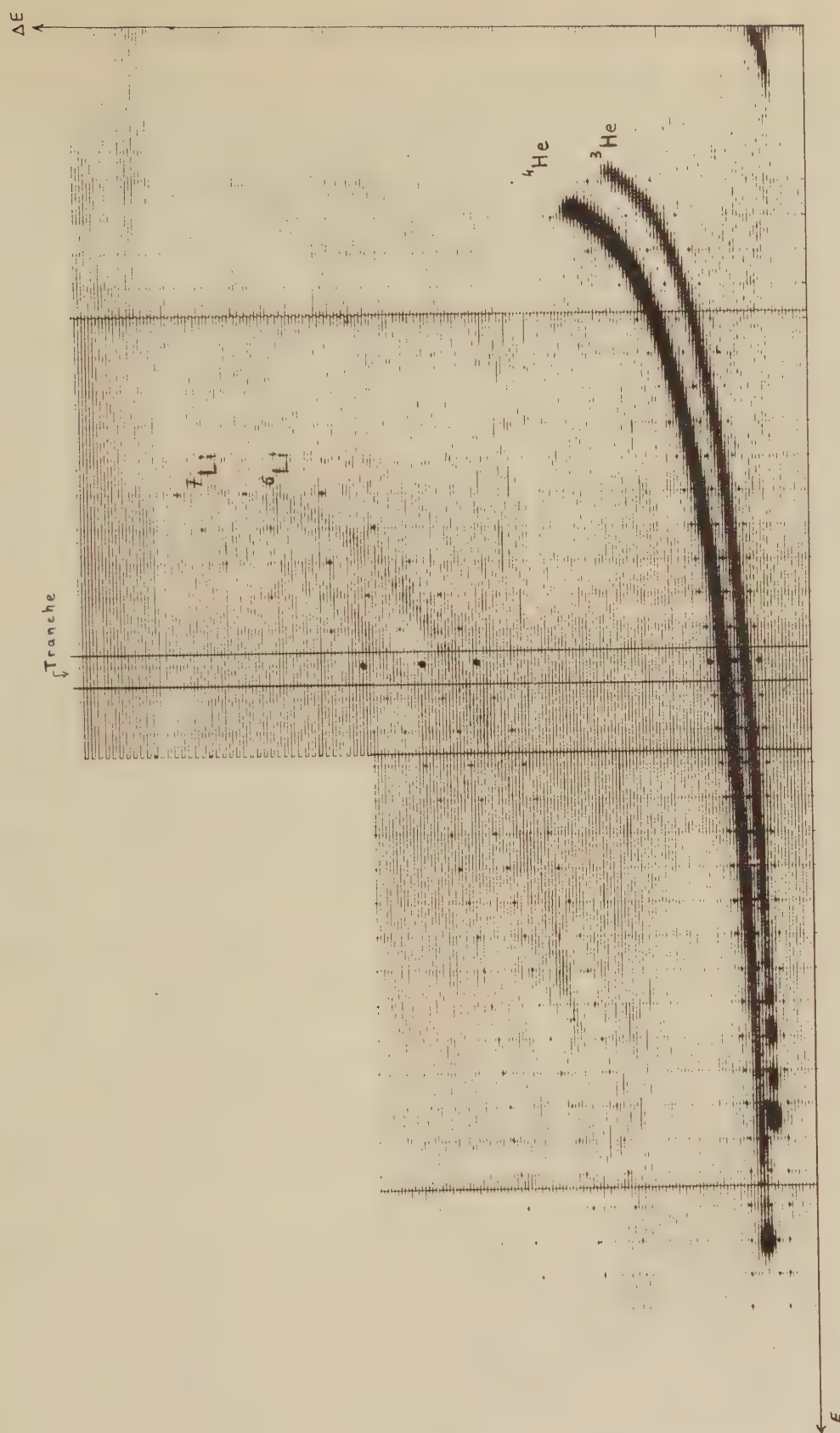


Fig. 9 - Exemple de carte ΔE - E d'un spectre biparamétrique montrant la séparation entre ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$. L'axe des abscisses représente l'énergie, les ΔE sont portés en ordonnées. Les tirets marquent une coupe typique pour choisir les séparatrices entre particules.

A la sortie de l'identificateur on recueille les signaux $\Delta E + E$ et l'identification, ce dernier étant proportionnel à R_{Δ}/a . Lorsqu'on travaille dans des plages ($\Delta E + E$) assez peu étendues, le signal d'identification est pratiquement constant. Dans ce cas on peut, à l'aide de sélecteurs de bande sur la voie d'identification aiguiller les signaux $\Delta E + E$ correspondant à des particules de type différent dans différentes parties d'un bloc mémoire et obtenir directement le spectre en énergie de chacune de ces particules à condition de fixer avec grand soin la limite des bandes.

Dans notre cas, nous avons constaté que dans les conditions où nous voulions utiliser l'identificateur, il était difficile d'obtenir que les signaux d'identification restent constants pour les particules à observer et pour les particules voisines sur toute l'étendue de la plage d'énergie que nous voulions enregistrer. Nous avons donc organisé le bloc mémoire 4096 canaux en biparamétrique : identification $x(E + \Delta E)$ suivant le cas en 64x64 canaux ou 32x128 canaux.

Le dépouillement s'effectue ensuite manuellement : on reporte sur une carte le contenu des canaux du bloc mémoire qui sont édités sur imprimante rapide. Sur ces cartes, on découpe les zones d'intérêt que l'on projette sur l'axe $\Delta E + E$ afin d'obtenir le spectre en énergie des particules ainsi séparées.

On atteint très vite les limites de ce procédé du fait de l'exiguité de la mémoire disponible (4096 canaux) mais cette méthode est intéressante lorsqu'on ne veut observer qu'un petit nombre de particules différentes (une ou deux) sur une plage d'énergie dont l'étendue est assez restreinte (5 à 10 Mev). On règle alors la dynamique des amplificateurs à la sortie de l'identificateur pour pouvoir utiliser au mieux les 4096 canaux disponibles. Les spectres en énergie des particules séparées apparaissent sur l'écran de visualisation du bloc mémoire utilisé. Toutefois il faut être sûr que les détecteurs ne présentent pas de zones mortes importantes susceptibles de perturber gravement la linéarité de l'étalonnage en énergie ainsi que la qualité de l'identification. Un tel effet visible sur un spectre de plus grandes dimensions peut fort bien passer inaperçu au cours de la mesure avec ce dispositif.

L'énergie laissée par les particules dans une zone inactive du détecteur n'est pas comptabilisée par celui-ci et va être perdue. L'examen d'un spectre $\Delta E, (E + \Delta E)$ montre que :

- les lignes correspondant aux différentes particules n'apparaissent qu'au dessus d'une énergie minimale : c'est l'énergie que la particule doit avoir pour traverser au moins le détecteur ΔE .
- pour une certaine valeur de l'énergie apparaît un rebroussement de la courbe moyenne où se rangent les particules d'un type donné. Ce défaut intervient lorsque les particules s'arrêtent dans la zone inactive du détecteur, lorsque celle-ci existe.

Il va sans dire que le défaut de l'existence de la zone morte peut être dramatique s'il intervient dans la zone où sont situés les événements recherchés au cours de l'expérience. De telles zones mortes sont très généralement situées aux abords immédiats de la face arrière du détecteur. Pour éviter les effets néfastes de la présence de zones mortes, lorsqu'on utilise un empilement de détecteurs semi-conducteurs, il faut choisir soigneusement l'épaisseur des détecteurs de manière à ce que si ce défaut se manifeste, celui-ci se trouve dans une zone non intéressante du spectre. Toutefois au cours des expériences que nous avons été amenés à réaliser lors de l'étude des réactions décrites ici, nous n'avons pas eu affaire à ce problème.



- A 2 Bits CODE UTILISATEUR
- B 10 Bits ΔE
- C 2 Bits NUMERO DU TELESCOPE
- D 10 Bits E
- E 2 Bits EVENEMENT VRAI OU FAUX
- F 1 Bit SIGNAL DE FIN DE MESURE
- G 21 Bits ZONE INUTILISEE

Fig.10 CONFIGURATION DU MOT MULTIPARAMETRIQUE

Dans les premiers temps d'utilisation de l'identificateur de particules, des incidents ou des défauts de "jeunesse" divers ainsi que notre expérience alors insuffisante de l'utilisation d'un ordinateur en ligne ne nous ont pas toujours permis d'utiliser complètement les résultats accumulés sur disques magnétiques.

L'identification analogique, bien que moins performante nous a souvent aidé dans ce cas à "sauver" les résultats acquis.

Identification digitale.

Transmission de l'information.

L'électronique linéaire utilisée ici est la même que celle employée avant l'identificateur analogique. A la sortie des portes linéaires, les signaux sont dirigés vers des convertisseurs analogique-numériques qui transforment en nombres linéaires les hauteurs d'impulsion. Ces convertisseurs (modèle CA13 Intertechnique) acceptent des impulsions ayant jusqu'à une amplitude de 10 V au maximum et le mot binaire qu'ils fournissent peut compter jusqu'à 12 bits (4096). En ce qui nous concerne, nous nous contentons d'analyser les hauteurs d'impulsions sur 10 bits (1024).

Nous disposons de quatre convertisseurs : pour chaque télescope nous avons un convertisseur pour les signaux ΔE et un convertisseur pour les signaux E. Il faut maintenant transporter l'information binaire jusqu'au calculateur. On veut transmettre simultanément les deux informations ΔE et E correspondant à un événement sur l'un ou l'autre des deux télescopes. Il faut de plus savoir de quel télescope l'information est issue et, si on enregistre simultanément un spectre d'événements fortuits il faut savoir reconnaître les informations liées à une coïncidence vraie de celles liées à une coïncidence fortuite. L'ordinateur travaillant en multiprogrammation et plusieurs expériences pouvant se dérouler en même temps, il faut signer les informations afin que chacun des utilisateurs retrouve, au niveau du calculateur ses propres informations et uniquement celles-ci. On forme donc au départ de la salle de physique un mot multiparamétrique de 48 bits dont la structure représentée sur la figure 10.

Un multiplexeur est chargé d'écouler les informations des deux télescopes vers l'ordinateur même dans le cas où les deux télescopes ont chacun une information à transmettre au même instant. Jusqu'ici les informations sont du type parallèle c'est-à-dire que tous les bits d'un même mot se présentent simultanément dans le temps. Pour transmettre ces informations sur une distance assez grande (de la salle de physique à la salle du calculateur) à moindre frais il convient de les transformer en information série, les différents bits du mot à transmettre se présentant alors à la suite les uns des autres dans le temps. Il suffit alors d'un seul câble pour transporter les différents bits de chaque mot.

Dans la salle des calculateurs, un récepteur transforme à nouveau l'information série en parallèle et un multiplexeur permet aux informations provenant des différentes expériences d'entrer dans le calculateur sans bousculade.

Fonctionnement de l'ordinateur.

A l'entrée de l'ordinateur, du type IBM 360/50, les mots provenant des divers utilisateurs à distance sont rangés dans deux buffers (mémoire

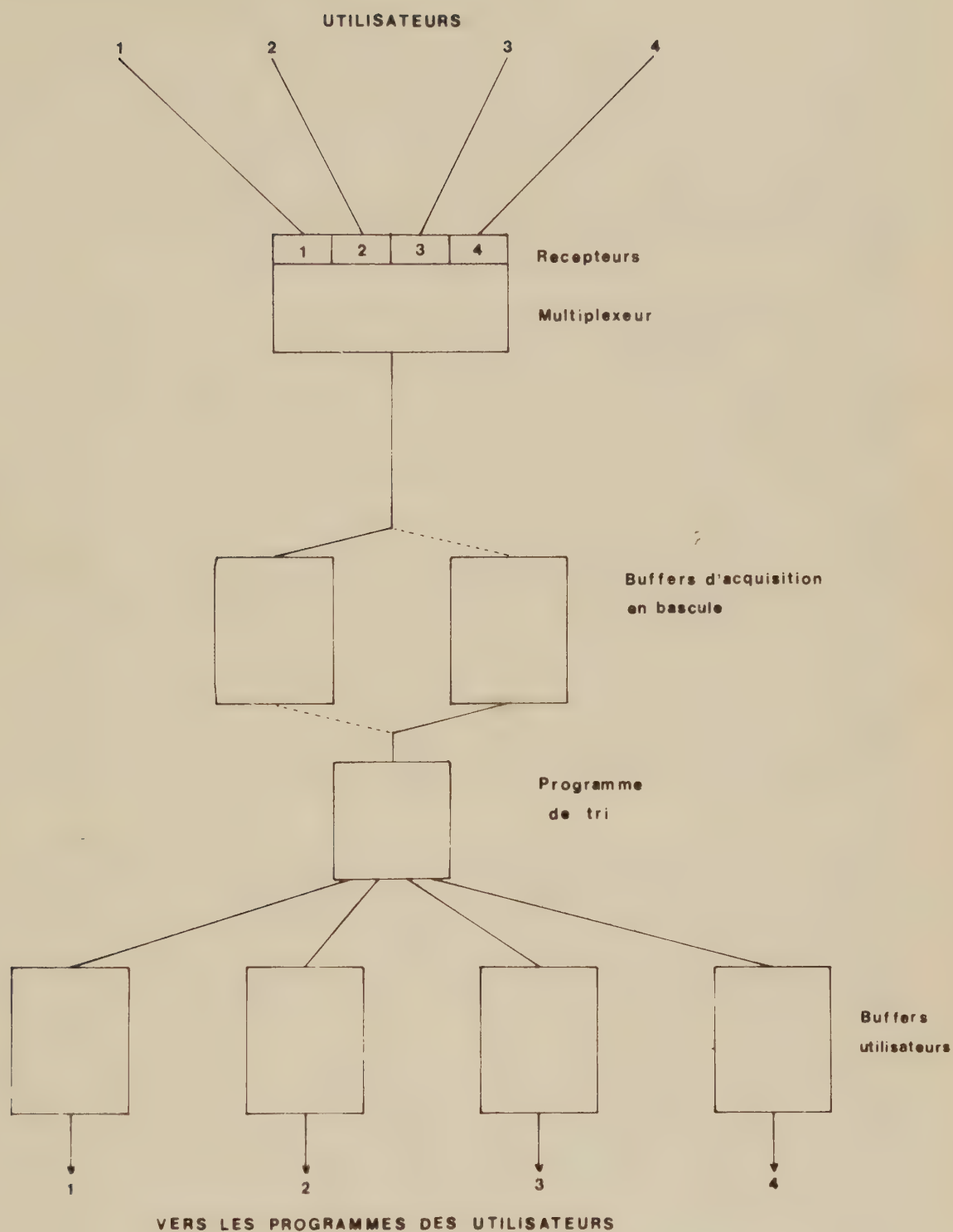


Fig. 11 - Organisation des voies d'acquisition à l'entrée de l'ordinateur.

tampon) fonctionnant en bascule : l'un se remplit pendant que l'autre est en cours de traitement. Une première séquence de programme vient chercher les informations dans ces buffers, les trie suivant leurs provenances et les range dans d'autres buffers accessibles par les programmes des utilisateurs. Chacun des utilisateurs a à sa disposition un de ces buffers et le programme de traitement de celui-là va chercher les informations dont il a besoin dans le buffer qui lui est attribué. La première tâche du programme de traitement en ce qui concerne ces informations brutes est de faire éclater le mot multiparamétrique de 48 bits correspondant à un événement en ses différentes composantes (dans notre cas en cinq parties qui sont ΔE , le numéro du télescope, E, coïncidence vraie ou fortuite et éventuellement signal de fin de mesure). Tout le traitement décrit jusqu'ici est effectué par des programmes fournis par le bureau de calcul attaché à l'ordinateur. La partie Hardware de la transmission ayant été réalisée par le service d'électronique du laboratoire.

A ce stade nous avons donc transmis au calculateur les informations relatives aux événements enregistrés par les détecteurs. On peut vouloir :

- soit les stocker dans une mémoire de masse (bande ou disque magnétique) sans effectuer aucun traitement et les reprendre ensuite après l'expérience.

- soit effectuer un traitement complet en ligne, sortir à la fin de chaque mesure les résultats définitifs pour ne conserver que ces derniers.

- soit choisir une étape intermédiaire entre ces deux cas extrêmes.

La première solution est la plus performante : aucun calcul n'est effectué, le temps de traitement par événement est donc réduit au minimum. Par contre, elle présente deux inconvénients majeurs :

- on n'a aucun contrôle de la qualité des mesures faites et enregistrées.
- le stockage en vrac de toutes les informations reçues exige beaucoup de place (plusieurs bandes magnétiques pour une seule expérience).

La seconde solution est la moins performante : tous les calculs du traitement complet d'un événement sont faits en ligne durant la phase d'acquisition mais on a un contrôle immédiat de la bonne marche de l'expérience. Cependant, il peut arriver qu'une erreur de calcul ou d'étalonnage par exemple ne soit pas décelable immédiatement et les résultats bruts n'étant pas conservés il faudrait dans ce cas recommencer les mesures.

Pour pallier aux inconvénients de ces deux premières solutions et combiner leurs avantages, nous avons adopté la solution intermédiaire suivante : les résultats bruts sont classés (Ad69a, Ad69b) puis stockés sous forme de spectres biparamétriques de grandes dimensions. Parallèlement, des spectres de contrôle sont constitués et visualisés sur l'écran d'un poste de télévision dans la salle de physique. Cette méthode ne fait perdre que l'information chronologique au cours d'une même mesure, ce qui est tout à fait acceptable si l'électronique linéaire qui suit les détecteurs est stable au moins pendant la durée d'une mesure, ce qui est le cas.

Etant donné le peu de calculs effectués en ligne, les performances d'un tel programme d'acquisition et de classement vont essentiellement dépendre de la taille et des performances du programme de rangement sur disques lui-même ainsi que de la taille du spectre à constituer. Pour toutes les expériences que nous avons réalisées jusqu'à présent avec l'aide de l'ordinateur, nous avons fixé la dimension des spectres biparamétriques ($\Delta E, E$) à 256 canaux pour ΔE et 512 canaux pour E. Le taux d'acquisition, très variable suivant la nature de la réaction étudiée (quelques coups par seconde pour le (p,px) à une ou deux centaines de coups par seconde pour les réactions de pick-up simple) doit être pris en considération lors de la génération du programme de classement sur disques. La dimension des buffers doit notamment tenir compte du taux d'acquisition. De ce point de vue il faut aussi se souvenir que l'ordinateur travaille en temps partagé entre plusieurs utilisateurs et qu'on ne dispose que d'une partie seulement du temps de calcul total.

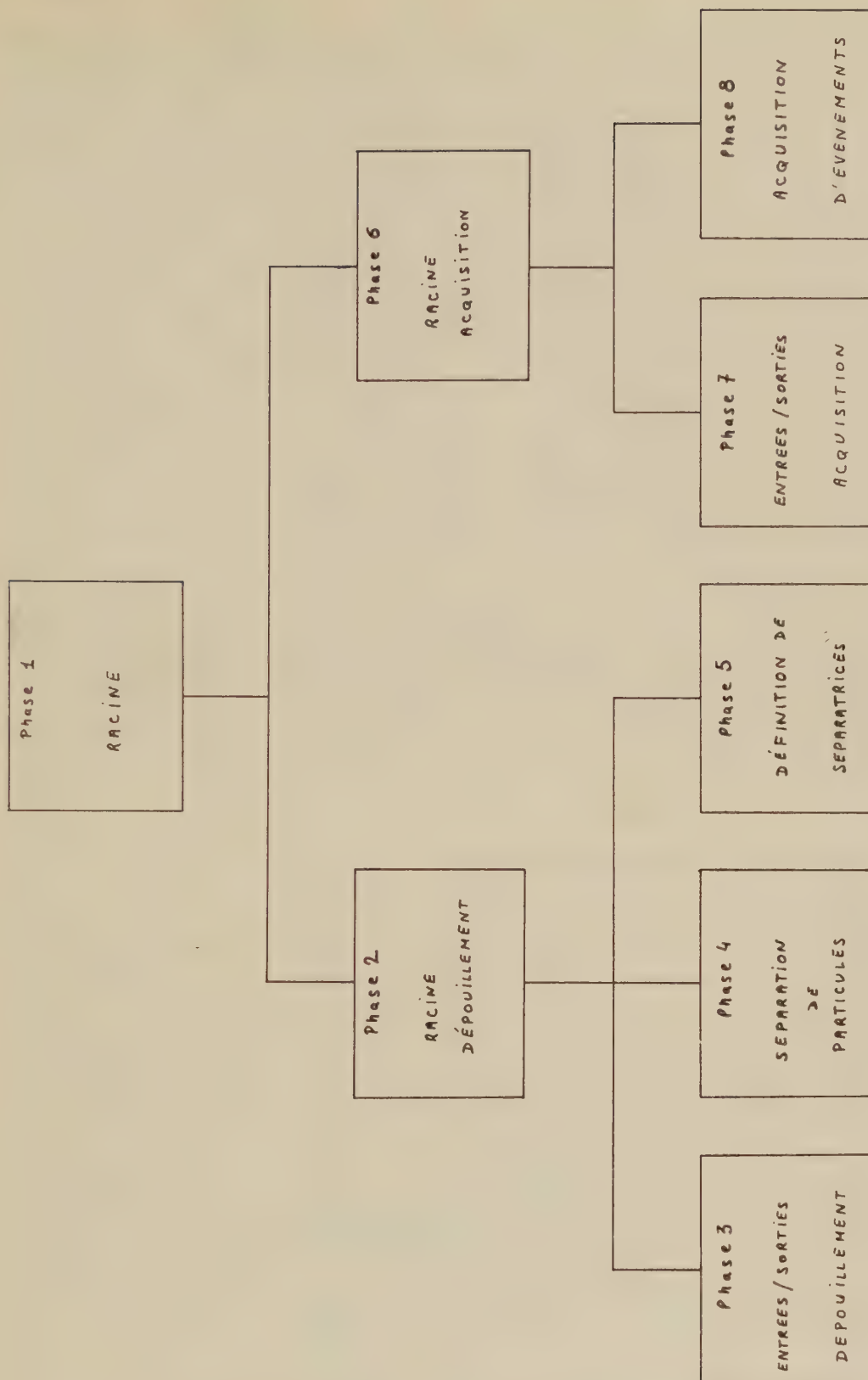


Fig 12: SCHEMA SYNOPTIQUE DE L'ORGANISATION DU PROGRAMME

A l'heure actuelle l'ordinateur peut contenir jusqu'à trois programmes différents et les traiter en simultanéité apparente (système DOS). Ces programmes sont chargés en mémoire dans trois partitions: F1 (Foreground 1), F2 (Foreground 2) et BG (Background). La simultanéité n'est qu'apparente car le calculateur, à un instant donné ne peut effectuer qu'une opération et une seule. En plus des trois programmes il existe dans la machine un programme général de gestion : le superviseur. Ces différentes partitions sont dotées de priorités. La partition la plus prioritaire est celle contenant le superviseur : le superviseur ne peut être interrompu au milieu d'une tâche qu'il est entrain d'accomplir. Viennent ensuite F1 puis F2 et enfin BG. Le déroulement d'un programme chargé en F2 ou en BG sera interrompu lorsque le programme chargé en F1 aura un calcul à exécuter, F2 et BG ne bénéficiant que du temps où F1 et le superviseur sont en attente. Inversement un programme se déroulant en BG (par exemple une compilation) peut faire appel à des séquences de programme du superviseur (entrées ou sorties de résultats, communications avec les périphériques...). Dans ce cas, le superviseur ayant pris le contrôle de l'ordinateur, F1 devra attendre la fin de la séquence pour pouvoir travailler à nouveau, BG ne reprendra le contrôle que lorsque toutes les partitions de priorité supérieure seront en attente. Une partition donnée n'a donc à sa disposition que les temps d'attente des partitions de priorité supérieure. Fort heureusement, ces temps sont assez nombreux sauf lorsqu'un programme fait beaucoup de calcul pur sans communiquer souvent avec les organes périphériques du calculateur.

Il peut donc se faire, dans certains cas, que le temps disponible pour une partition soit insuffisant. Cela va se traduire par un temps mort. Il est donc nécessaire, en l'absence d'une signalisation de ces temps morts d'avoir un contrôle pour éviter que les pertes dues à ces temps morts ne deviennent prohibitives. Ce contrôle peut se faire aisément en comptant le nombre d'événements envoyés vers l'ordinateur ainsi que le nombre des événements que ce dernier a effectivement classés sur disque. La comparaison de ces deux nombres à la fin de chaque mesure permet de déceler les pertes éventuelles et au besoin de calculer la correction nécessaire.

Structure et utilisation du programme.

Un programme d'acquisition de données et de traitements en ligne d'une expérience est, en principe, chargé en mémoire au début de l'expérience et y reste jusqu'à la fin de celle-ci, c'est-à-dire pour des périodes allant de quelques jours à quelques semaines. La taille totale de la mémoire centrale de l'ordinateur étant finie (128 K octets jusqu'à ces derniers temps, maintenant 256 K octets), il faut que ce programme ait un encombrement raisonnable de manière à ce que d'autres utilisateurs de l'ordinateur puissent travailler simultanément, chacun des utilisateurs ayant cependant le désir de faire le maximum de traitement. Ceci nous a conduit à utiliser largement durant la dernière période les possibilités de l'"overlay", c'est-à-dire la possibilité de pouvoir charger successivement dans la même zone de mémoire centrale plusieurs phases d'un même programme si celui-ci est convenablement structuré. Dans certains cas, l'emploi de l'overlay peut conduire à une réduction spectaculaire de l'encombrement d'un programme. Ceci nous a permis d'effectuer toutes les opérations nécessaires à l'acquisition et au dépouillement (y compris les entrées/sorties des données et des résultats) à l'aide d'un terminal comprenant une machine à écrire et un poste de visualisation auquel est associé un crayon photosensible (en anglais "light-pen") (Br69, Ad69c, Ad69d).

La structure générale du programme est schématisée sur la figure 12.

La phase 1 appelée Racine contient le programme de chargement et d'appel des deux sous-racines 2 et 6 ainsi que toutes les variables

Fig 13 Exemple de conversation avec l'ordinateur

VOLLEZ VOUS :
-REPRENDRE L'ACQUISITION ?

ETAT DU DISQUE oui
ZONE 1 NB. DE MESURES 1 ed2 a 26,5 deg. mercredi 1
ZONE 2 NB. DE MESURES 1 fond a21 degres Jeudi 2
ZONE 3 NB. DE MESURES 1 he a 20 deg Jeudi 2
ZONE 4 NB. DE MESURES 1 he a 23 deg Jeudi 2
ZONE 5 NB. DE MESURES 1 fantome a 23 deg Jeudi 2
ZONE 6 NB. DE MESURES 1 fond fantome 1a deg jeu 2
ZONE 7 NB. DE MESURES 1 fond a 13 degres Jeudi 2
ZONE 8 NB. DE MESURES 1 he fluide a 23 deg Jeudi 2
ZONE 9 NB. DE MESURES 1 fond a 8 degres Jeudi 2/7/70
ZONE 10 NB. DE MESURES 1 fond a 6 degres Juin 70
ZONE 11 NB. DE MESURES 1 HE gaz a 6 degres 2/7/70
ZONE 12 INOCCUPÉE

VOLLEZ VOUS CHANGER DE TRAVAIL ? non
NUMERO DE LA ZONE SUR LAQUELLE VOUS DESIREZ ACQUILLER (12) = 12
CONDITIONS DE L'ACQUISITION (32 CARACTERES ALPHABETIQUES)
he4 gaz 42 degres 1 /3/7/70
IL FAUT CLASSER LES COUPS PAR FAUSETS DE (13) = 10
ERREUR DE FORMAT, RECOMMENCER 010
RAPPORT DES GAINS E/L POUR LE TELESCOPE 1 (F6,3) =00.000
RAPPORT DES GAINS E/L POUR LE TELESCOPE 2 (F6,3) =00.000
LA MESURE EST TERMINEE
NB. DE COUPS CLASSES : TELESCOPE 1 = 72906
TELESCOPE 2 = 4359

NB. DE COUPS REJETES = 1
ETAT DU DISQUE
ZONE 1 NB. DE MESURES 1 ed2 a 26,5 deg. mercredi 1
ZONE 2 NB. DE MESURES 1 fond a21 degres Jeudi 2
ZONE 3 NB. DE MESURES 1 he a 20 deg Jeudi 2
ZONE 4 NB. DE MESURES 1 he a 23 deg Jeudi 2
ZONE 5 NB. DE MESURES 1 fantome a 23 deg Jeudi 2
ZONE 6 NB. DE MESURES 1 fond fantome 1a deg jeu 2
ZONE 7 NB. DE MESURES 1 fond a 13 degres Jeudi 2
ZONE 8 NB. DE MESURES 1 he fluide a 23 deg Jeudi 2
ZONE 9 NB. DE MESURES 1 fond a 8 degres Jeudi 2/7/70
ZONE 10 NB. DE MESURES 1 fond a 6 degres Juin 70
ZONE 11 NB. DE MESURES 1 HE gaz a 6 degres 2/7/70
ZONE 12 NB. DE MESURES 1 he4 gaz 42 degres 1 /3/7/70

LE DISQUE EST ENTIEREMENT OCCUPE
VOLLEZ VOUS CHANGER DE TRAVAIL ? oui
FELICITATIONS
VOLLEZ VOUS :
-REPRENDRE L'ACQUISITION ? non
-FAIRE UNE SEPARATION ? non
-DEFINIR DES SEPARATRICES ? oui
NUMERO DE LA ZONE SUR DISQUE (12) = 12
NUMERO DU TELESCOPE (11) = 2
VOLLEZ VOUS DEFINIR DE NOUVELLES SEPARATRICES ? non
NO. DU PREMIER CANAL DE LA TRANCHE (13) = 002
EPAISSEUR (13) = 005
VOLLEZ VOUS VOUS EN PAYER UNE NOUVELLE TRANCHE ? oui
NO. DU PREMIER CANAL DE LA TRANCHE (13) = 00
ERREUR DE FORMAT, RECOMMENCER 005
EPAISSEUR (13) = 005

VOULEZ VOUS VOUS EN PAYER UNE NOUVELLE TRANCHE ? non
TELESCOPE 2

NB. DE PARTICULES 2									
NB. DE POINTS DE SEPARATION 25									
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
104	169	189	202	223					
114	157	184	192	222					
124	152	178	163	220					
134	150	172	170	209					
144	141	163	169	159					
154	139	157	166	191					
164	133	152	160	184					
174	129	145	156	180					
184	123	144	148	179					
194	114	140	144	163					
204	113	137	136	165					
214	111	132	139	160					
224	108	129	136	155					
234	104	124	135	152					
244	102	120	127	150					
254	101	118	123	145					
264	99	115	122	141					
274	95	113	118	140					
284	88	111	116	134					
294	86	110	115	132					
304	84	106	112	128					
314	83	104	108	126					
324	83	101	106	125					
334	80	97	98	121					
344	77	95	97	119					

VOULEZ VOUS MODIFIER CES SEPARATRICES ? non

VOLLEZ VOUS :
-REPRENDRE L'ACQUISITION ? non
-FAIRE UNE SEPARATION ? oui
NUMERO DE LA ZONE SUR DISQUE (12) = 12
NUMERO DU TELESCOPE (11) = 2

ZONE 12

TELESCOPE 2

PARTICULE 1

1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°	10°
180°	15°	11°	9°	12°	19°	25°	17°	11°	22°
190°	18°	19°	27°	24°	29°	37°	31°	67°	68°
200°	82°	120°	93°	116°	151°	171°	170°	185°	212°
210°	268°	264°	271°	275°	264°	271°	266°	267°	304°
220°	257°	300°	262°	215°	240°	235°	166°	170°	163°
230°	104°	82°	75°	63°	49°	43°	31°	21°	17°
240°	16°	19°	7°	9°	12°	8°	9°	7°	10°
250°	13°	7°	11°	5°	8°	11°	15°	9°	11°

ACQUISITION

CHOIX DE SEPARATRICES

SEPARATION

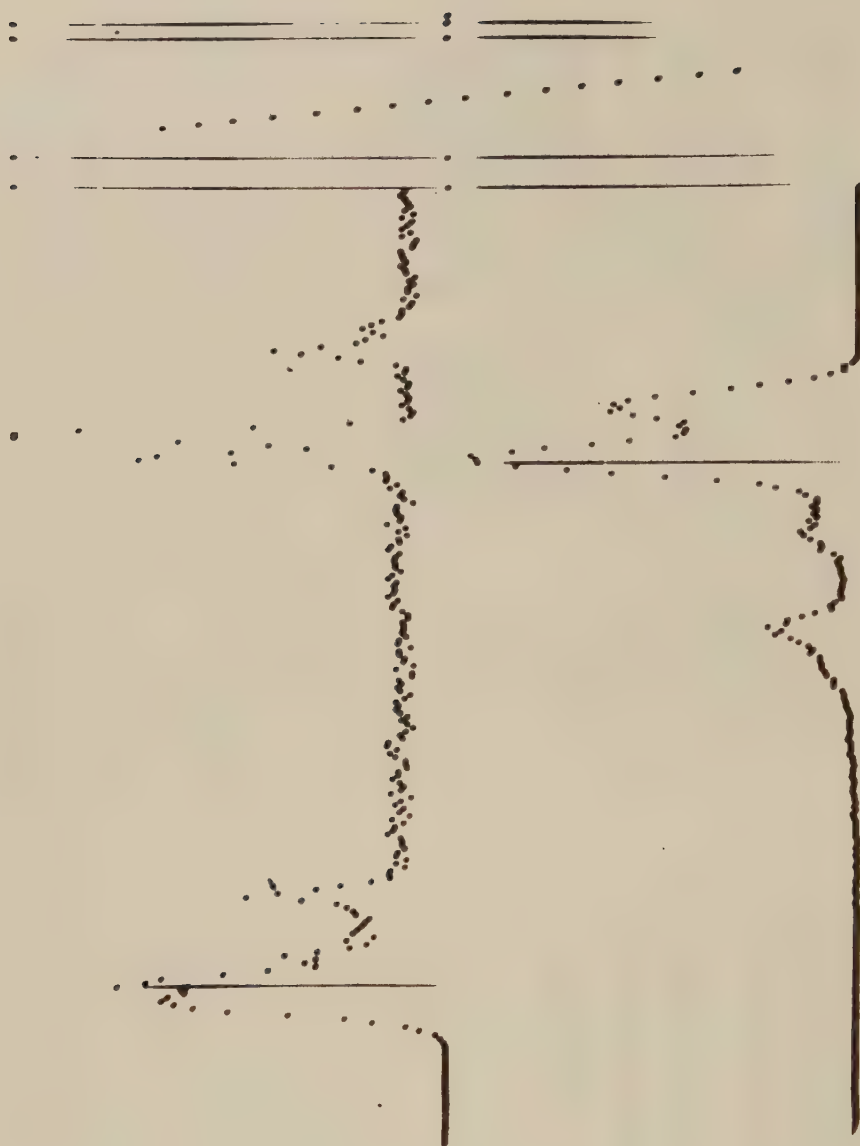


Fig. 14 - Photographie représentant l'écran de visualisation. On distingue deux spectres de contrôle et, sur la partie droite de l'écran, les points fonction.

communes à toutes les phases.

La phase 6 Racine acquisition contient toutes les variables communes à la phase acquisition 8 et à la phase E/S acquisition 7 .

La phase 2 Racine dépouillement joue le même rôle que 6 vis à vis des trois phases 3 , 4 et 5 qui lui sont rattachées.

La simple vue de ce schéma montre que l'ensemble du programme est divisé en deux grosses parties : une partie acquisition de données et une partie dépouillement.

Lors du chargement initial du programme, les phases 1 , 2 et 3 sont en mémoire. La phase 3 contient les initialisations nécessaires (choix du poste de visualisation, du poste machine à écrire et de la voie d'acquisition). A partir du moment où ces initialisations sont faites, toutes les commandes ainsi que le contrôle du chargement en mémoire des différentes phases s'effectue depuis la machine à écrire du terminal, dans la salle de physique.

Acquisition.

Les phases 6 et 7 sont chargées à la place des phases 2 et 3. On choisit la zone du disque magnétique où va être enregistré le spectre à mesurer. Le disque est divisé en 12 zones pouvant chacune contenir une mesure. Chaque mesure consistant à enregistrer deux spectres biparamétriques : un pour chaque télescope, ou bien deux pour chaque télescope si on désire enregistrer conjointement un spectre relatif aux événements "vrais" et un autre relatif aux événements "fortuits". On communique les divers paramètres relatifs à la mesure. Le programme d'acquisition proprement dit (phase 8) est alors chargé en mémoire à la place de la phase 7 et on peut commencer la mesure. On débloque les convertisseurs et les événements commencent à entrer dans l'ordinateur. Ils sont triés suivant leur origine (télescope 1 ou 2 et éventuellement événement fortuit ou vrai) et classés dans les zones correspondantes du spectre biparamétrique en $\Delta E \times E$ ou, si on le désire en $\Delta E \times (E + \Delta E)$ à condition de communiquer à l'ordinateur le rapport correct des gains sur les chaînes linéaires ΔE et E . Simultanément, des spectres ΔE et E ou $\Delta E + E$ suivant le cas sont constitués en mémoire centrale et affichés sur l'écran de contrôle de la visualisation.

Sur cet écran, la partie la plus à droite est réservée à l'affichage de points lumineux appelés points fonctions à l'aide desquels, en les visant avec le crayon photosensible, il est possible de modifier l'échelle et la nature du spectre de contrôle affiché. Normalement, les images de contrôle sont mises à jour au bout d'un certain nombre d'événements traités (tous les 100 événements par exemple). Cette mise à jour consomme une fraction non négligeable de temps de calcul et peut être l'origine de temps mort en cas de taux de comptage élevés. Un des points fonctions a été destiné à supprimer cette mise à jour, l'image affichée sur l'écran restant figée à partir du moment où on stoppe la mise à jour. Cependant, les spectres de contrôle n'en continuent pas moins à être constitués. Lorsqu'on décidera de reprendre le renouvellement des images ce seront les spectres à jour qui seront affichés.

Normalement, au cours de l'accumulation d'événements pour une mesure, le bit 27 "fin de mesure" du mot multiparamétrique transmis à l'ordinateur est à zéro. Lorsqu'on veut terminer la mesure, on bloque les convertisseurs et, à l'aide d'un générateur on envoie une bouffée de mots contenant le code utilisateur et le bit 27 positionné à 1, tous les autres bits étant à zéro. Cette manoeuvre permet de purger les buffers d'entrée du système d'acquisition afin de ne pas perdre d'événements. Lorsque le programme

rencontre le premier d'une telle série de mots, il va demander la confirmation de l'arrêt de la mesure. Si la réponse du physicien est affirmative le programme classe sur disque les derniers événements en purgeant les buffers de classement puis il communique le nombre d'événements qu'il a traité et classé au cours de la mesure. Ce nombre, s'il n'y a pas eu de pertes doit être égal au nombre d'événements transmis comptés sur une échelle dans la salle de physique. Ceci permet le contrôle de l'efficacité du système. On peut ensuite accumuler une nouvelle mesure ou bien effectuer le dépouillement d'une quelconque des mesures précédemment enregistrées.

Dépouillement.

Un spectre bidimensionnel de la taille de ceux que nous utilisons n'est pas très maniable. Il n'est pas réaliste de vouloir sortir de la machine sous forme imprimée des spectres de 256×512 canaux pour ensuite les dépouiller à la main. A titre indicatif, l'impression d'un tel spectre représente un peu plus de 7 m^2 de papier, soit 14 m^2 pour une seule mesure avec les deux télescopes. Il faut donc dépouiller le plus complètement possible à l'ordinateur sans avoir à sortir ces spectres du calculateur. Dans une première étape à laquelle nous nous sommes limités avec l'ordinateur, nous avons séparé les particules de natures différentes contenues dans un spectre biparamétrique et constitué à l'aide de la 360 le spectre en énergie de chaque particule. Les étapes ultérieures consistent en la soustraction du fond éventuellement dû à des impuretés dans la cible ou à des fenêtres, en la soustraction éventuelle de la contribution des événements fortuits ou d'un fond continu, en la correction nécessitée par d'éventuelles pertes dues aux temps morts, en la localisation des pics correspondants à différents niveaux d'énergie du noyau résiduel, en l'intégration du nombre de coups contenus dans ces pics et finalement dans le calcul des sections efficaces correspondantes.

Pour séparer les différentes particules contenues dans un spectre biparamétrique ΔE , $(\Delta E + E)$ tel celui représenté sur la figure 9, on peut opérer de deux manières : soit déterminer par le calcul, à l'aide de la fonction $\Delta E = f(E + \Delta E)$ connue pour chaque particule, à partir de quelques points déterminés sur une coupe parallèle à l'axe ΔE les zones du spectre où sont rangées les particules puis projeter ces zones sur l'axe $E + \Delta E$, soit délimiter d'une manière complètement empirique ces mêmes zones et les projeter sur l'axe $E + \Delta E$.

Nous avons actuellement choisi la deuxième solution. Chaque zone du spectre biparamétrique où se situe un type donné de particule est délimitée par une limite inférieure et une limite supérieure en ΔE . Ces limites sont définies par un certain nombre de points entre lesquels, lors de la séparation, l'ordinateur se charge de faire les interpolations linéaires. Dans ce qui suit ces limites seront appelées séparatrices.

Choix des séparatrices.

Le choix des points définissant les séparatrices peut être fait sur une carte du spectre (fig. 9) dessinée à l'aide du traceur de courbes lié à l'ordinateur par un programme spécial (Je 69), soit en découpant des tranches relativement minces du spectre perpendiculairement à l'axe $E + \Delta E$ et en choisissant les points de séparation sur les projections de ces tranches sur l'axe ΔE .

La première méthode nécessite l'emploi du traceur de courbes. Le tracé d'une telle carte demande de 40 minutes à 1 heure mais on a une photographie avec des lignes de niveau de la totalité du spectre et il n'est pas trop difficile de déterminer les frontières des zones intéressantes. La seconde méthode, que nous avons adoptée pour le dépouillement de nos dernières

expériences se fait à l'aide du poste de visualisation (phase 4 du programme schématisé sur la fig. 12). On demande par l'intermédiaire de la machine à écrire du terminal, la visualisation d'une tranche de spectre en communiquant à l'ordinateur le numéro du canal ($E + \Delta E$) du début de la tranche ainsi que l'épaisseur de celle-ci. La projection sur l'axe ΔE de cette tranche apparaît alors sur l'écran de visualisation et on choisit les points frontière en les pointant sur la courbe à l'aide du crayon photosensible. Cette méthode est sensiblement plus rapide que la précédente et peut être plus précise si les pics du spectre sont assez importants. Cependant, lorsque les événements sont peu abondants, il est quelquefois difficile de choisir au mieux les limites des zones et il est plus facile de recourir à la première méthode. Nous avons d'autre part inséré dans le programme la possibilité d'interroger la calculatrice par l'intermédiaire du crayon photosensible afin de connaître l'adresse et le contenu d'un canal du spectre visualisé.

Séparation.

Lorsqu'on a délimité sur le spectre entier les zones intéressantes par des séparatrices le programme de séparation extrait ces zones du spectre complet et les projette sur l'axe $\Delta E + E$. On peut alors sortir de l'ordinateur ces spectres séparés soit sur la machine à écrire du terminal utilisé en cours d'expérience, soit sur l'imprimante ou mieux sur le traceur de courbes.

Lorsque, pour mesurer l'énergie E de particules pénétrantes telles que des deutons ou des tritons, nous utilisons un empilement de deux détecteurs, il peut se faire, si le premier détecteur E n'est pas d'excellente qualité, que celui-ci possède une zone morte assez importante pour perturber les mesures. Dans ce cas, il faut faire très attention aux épaisseurs des détecteurs compte tenu des énergies des particules étudiées.

Bien souvent, dans l'étude des réactions (p, px) , les taux de comptage sont très faibles et les spectres biparamétriques obtenus contiennent peu de coups. Aussi pour faciliter la détermination des séparatrices, nous enregistrons quelques spectres de la réaction (p, x) c'est-à-dire en éliminant la coïncidence avec la voie protons pour obtenir un nombre important d'événements de manière à déterminer avec précision les frontières des zones intéressantes.

La possibilité d'effectuer une partie du dépouillement, même de façon provisoire, au cours de l'expérience est extrêmement utile pour pouvoir apprécier la qualité des mesures qui viennent d'être enregistrées. D'autre part, en cours de mesure, il faut surveiller de très près le taux de comptage. En effet, tout se passe très bien lorsque l'intervalle de temps moyen séparant deux impulsions est plus grand que le temps de calcul nécessaire au traitement et au rangement sur disque d'un événement. Si ce n'est pas le cas, les buffers d'entrée, une fois pleins, le canal d'acquisition sera fermé durant le temps de traitement des événements en attente dans ces buffers et ce sans qu'il y ait de signal d'alarme. Le taux de comptage maximum ainsi défini, peut être plus petit que le taux maximum requis pour éviter l'empilement des impulsions ou un trop grand nombre de coïncidences fortuites.

L'archivage des mesures ne peut se faire directement sur disques magnétiques, ceux-ci étant d'un coût trop élevé. On transfère donc le contenu de ces disques sur bande magnétique en éliminant tous les canaux du spectre dont le contenu est nul, ce qui, du même coup réduit l'encombrement, la proportion de canaux occupés dans un spectre $\Delta E \times E$ ou $\Delta E \times (\Delta E + E)$ n'excédant jamais 10 à 15 %.

Conclusion.

Cette méthode d'acquisition et d'analyse des évènements, bien que beaucoup plus lourde du point de vue électronique et programmation que l'identification analogique présente des avantages incontestables par rapport à celle-ci lorsqu'elle est bien en mains.

Etant donné la possibilité de construire des spectres biparamétriques de très grandes dimensions, on peut, tout en gardant une bonne précision enregistrer une plage en énergie très étendue. Une erreur de réglage au cours de l'expérience peut, dans bien des cas ne pas affecter définitivement le résultat acquis et l'ensemble, malgré sa grande complexité reste d'une simplicité d'emploi très satisfaisante dans la pratique.

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$

A la suite de l'étude que nous avons faite de la réaction ${}^6\text{Li}(p, p^3\text{He}){}^3\text{H}$ qui sera décrite plus loin, et afin de pouvoir comparer l'importance relative des deux configurations en clusters du ${}^6\text{Li}$, nous avons été amenés à mesurer la corrélation angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ dans des conditions cinématiques voisines de celles utilisées pour l'étude de la réaction ${}^6\text{Li}(p, p^3\text{He}){}^3\text{H}$. Cette corrélation avait déjà été mesurée dans des conditions cinématiques très différentes par Ruhla et al. (Ru62, Ru63).

Pour l'étude de cette réaction ainsi que pour ${}^7\text{Li}(p, pt){}^4\text{He}$ et pour ${}^{12}\text{C}(p, pd){}^{10}\text{B}$, nous avons utilisé un télescope à semi-conducteurs suivi d'un identificateur de particules. Cette méthode, expérimentalement plus lourde que celle employée pour ${}^6\text{Li}(p, p^3\text{He}){}^3\text{H}$ peut cependant permettre une identification sûre quand il s'agit de particules dont le parcours est inférieur à l'épaisseur totale des détecteurs qui composent le télescope. Nous aurons donc une certaine liberté dans le choix des conditions cinématiques, choix pour lequel on n'aura plus à se préoccuper que de l'énergie maximum de la particule qui nous intéresse (en dehors des considérations plus générales exposées dans le chapitre consacré au choix des conditions cinématiques).

Les conditions cinématiques retenues pour l'étude de cette réaction sont données dans le tableau 1. La bande d'énergie ΔE pour des protons de 113 Mev était sensiblement de 1 Mev et correspondait p à un scintillateur de définition dont la largeur était fixée à 35 mm.

Les deutons d'une énergie maximum de 41,6 Mev étaient détectés par deux télescopes à 10° l'un de l'autre. Le premier était équipé d'un détecteur ΔE de 200μ suivi de deux détecteurs E dont les épaisseurs étaient respectivement de 4 mm pour le premier et 6 mm pour le second. Le second télescope situé à plus grand angle était équipé d'un détecteur ΔE de 200μ et d'une jonction E de 6 mm. Les ouvertures angulaires $\Delta\Omega_x$ respectives de ces deux télescopes sont portées dans le tableau 1.

Etant donné la section efficace relativement importante pour cette réaction, il est assez aisé de réaliser cette expérience.

La courbe de corrélation obtenue est portée sur la figure 16a. Le diaphragme qui avait d'abord été utilisé devant le premier télescope était légèrement trop grand compte tenu de la géométrie globale, ce qui a rendu nécessaire une petite correction de $2\% \pm 1$ entraînant une erreur qui s'ajoute à l'erreur statistique. Cette erreur comprend celle faite sur l'estimation de

Réaction Conditions	${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$	${}^6\text{Li}(p, p\tau){}^3\text{H}$	${}^7\text{Li}(p, p\tau){}^4\text{He}$	${}^{12}\text{C}(p, pd){}^{10}\text{B}$
θ_p degrés	44°	46°2	45°	41°
E_p Mev	113 Mev	110 Mev	123,7 Mev	94,8 Mev
Scintil- 1 mm	35	70	35	35
lateur 1 h mm	40	60	40	40
(protons) e mm	2	2	2	2
ΔE_p Mev	1.06	2.06	1.15	0.895
Diaphragmes				
H cm	6	4	3	3
analyseur V cm	5,5	5,5	5,5	5,5
$\Delta\Omega_p$ srad	$1.88 \cdot 10^{-3}$	$1.25 \cdot 10^{-3}$	$0.941 \cdot 10^{-3}$	$0.941 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\theta_p$ degrés	2,6	1,8	1,3	1,3
θ_x degrés pour $q=0$	56	55	59	50
E_x Mev	41.6	30.3	29.9	36.1
R_{si} mm	5,0	0,52	2,05	3,9
ΔE e μ	200	200	1000	1000
ϕ mm	18	18	16	16
E e mm	4 e+6	6	4	4
ϕ	16 18	18	16	16
Diaphragme ϕ mm	12	14	10	10
Distance cible- diaph. mm	299,5	300,5	300	335
$\Delta\Omega_x$ srad	1.2610^{-3}	1.7010^{-3}	$2.23 \cdot 10^{-3}$	1.7010^{-3}
Epaisseur mg/cm ² cible	25,1	21,4	22,7	13,4
Composition	99.32 % ${}^6\text{Li}$	99.32% ${}^6\text{Li}$	99.99% ${}^7\text{Li}$	CH

Tableau 1

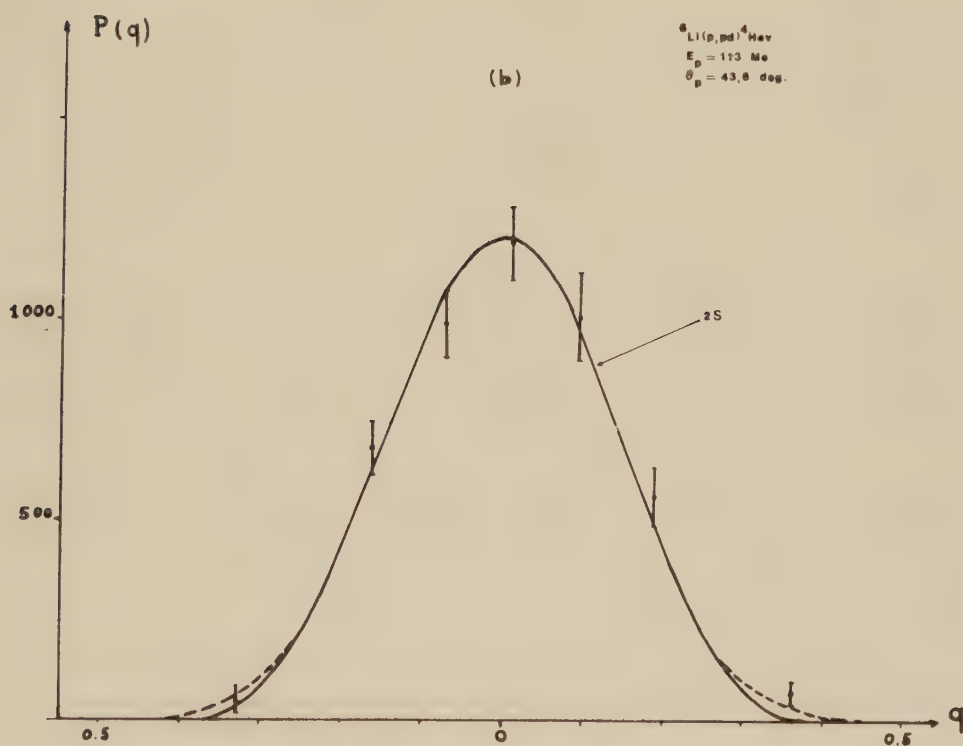
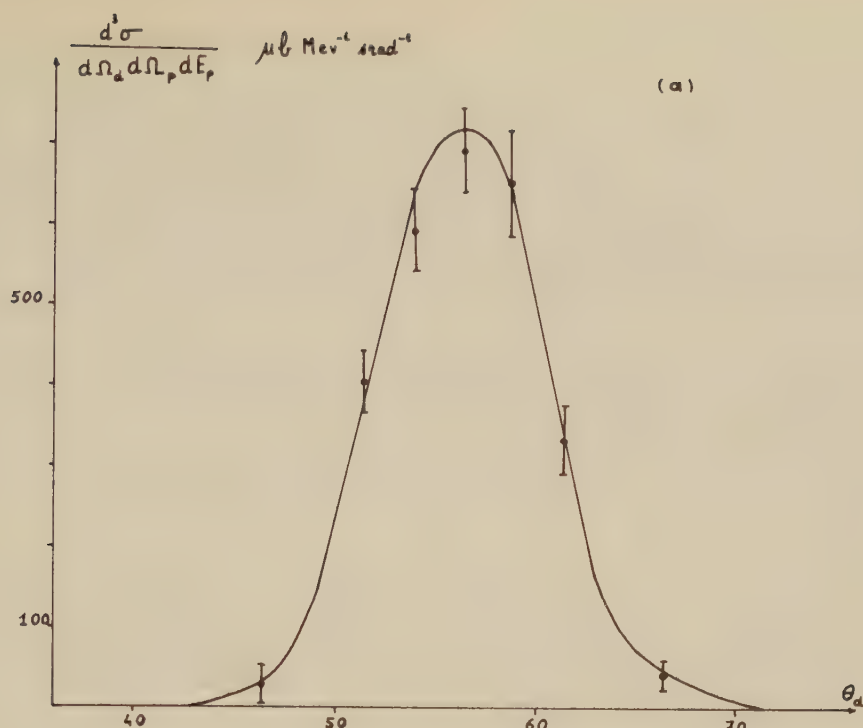


Fig. 16 - ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ a) Corrélation angulaire pour $E_p = 113 \text{ Mev}$ et $\theta_p = 43,6 \text{ deg.}$
 b) Distribution $P(q)$. La courbe en trait plein représente le résultat du lissage par une distribution 2S. En tireté, la courbe moyenne passant à travers les points expérimentaux.

la diffusion coulombienne dans le premier détecteur ΔE de la voie deutons.

Sur la voie deutons et, plus généralement sur la voie x , dans toutes les mesures effectuées avec des télescopes à semi-conducteurs, la probabilité d'avoir une réaction nucléaire quelconque dans le détecteur ΔE est inférieure au pour cent. En ce qui concerne la diffusion coulombienne, pour toutes les autres réactions, les diaphragmes étaient assez petits devant le diamètre utile des détecteurs et ceux-ci étaient suffisamment proches les uns des autres pour que les pertes dues à ce phénomène soient négligeables devant les erreurs statistiques.

Sur la voie protons, on peut estimer que les pertes dues aux réactions nucléaires dans le premier scintillateur et dans l'écran ne dépassent pas 2 %. La géométrie du télescope est telle que les pertes par diffusion coulombienne sont négligeables.

La distribution angulaire (Figure 16a) présente un maximum à $\theta_d = 56,4^\circ$ correspondant à $q=0$ pour lequel la section efficace atteint la valeur de $730 \mu b \text{ Mev}^{-1} \text{ srad}^{-2}$.

Le mouvement relatif des centres de masse du groupe de 4 nucléons donnant naissance à la particule α et de la paire de nucléons éjectée sous la forme d'un deuton correspond à $L=0$ (2S). La corrélation a bien une telle forme. Le maximum est centré à l'angle d'émission de deutons correspondant à $q=0$. La section efficace, pour des valeurs élevées de q est très faible par rapport à sa valeur au sommet de la corrélation. La largeur totale à mi-hauteur correspond à $0,35 \text{ f}^{-1}$ en q .

On peut comparer les résultats que nous avons obtenus avec les mesures de Ruhla et al. (Ru62, Ru63). Les mesures n'ayant pas été effectuées dans les mêmes conditions que celles que nous avons adoptées, comparer la valeur absolue de la section efficace différentielle, par exemple au sommet de la corrélation, n'a pas de sens. Par contre, on peut comparer la largeur des corrélations. Ruhla et al. trouvent une largeur de $0,45 \text{ f}^{-1}$ donc plus importante que celle que nous trouvons. On peut sans doute expliquer cette différence par une résolution angulaire un peu moins bonne.

La corrélation angulaire mesurée par Hendrie et al. (He66) avec des protons de 55 Mev à Berkeley a une largeur de $0,32 \text{ f}^{-1}$, ce qui correspond tout à fait à la valeur que nous obtenons. Ceci semble indiquer que les distorsions nucléaires modifient peu la largeur de la corrélation angulaire. Néanmoins, les distorsions peuvent fort bien diminuer globalement la section efficace comme le font remarquer Roos et al. (Ro69) à propos de la réaction ${}^6\text{Li}(p,p\alpha)d$ à 61,5 Mev. En passant de 55 Mev à 156 Mev il y a sans doute un effet de compensation entre la diminution de l'absorption et une diminution de la section efficace libre $p+x$. L'absence de calculs de distorsions dans les réactions (p,px) nous empêche de donner pour l'instant les valeurs absolues des probabilités de trouver des sous-structures et nous permet seulement de donner des valeurs relatives de l'importance des différentes configurations dans un même noyau ou dans des noyaux très voisins.

La figure 16b montre la distribution $P(q)$ tirée de notre expérience. Pour mener à bien le calcul de $P(q)$ à partir de notre section efficace expérimentale, nous avons utilisé les résultats expérimentaux de Kuroda (Ku66) sur la mesure de la section efficace de diffusion libre $p+d$ à notre énergie, en prenant la valeur de la section efficace pour la même quantité de mouvement transférée que dans la réaction ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$. On voit que l'on peut très bien rendre compte de cette distribution $P(q)$ par une distribution d'oscillateur harmonique 2S avec un paramètre $q_0 = 0,316 \text{ f}^{-1}$.

${}^6\text{Li}(p,p){}^3\text{He}{}^3\text{H}$

Contrairement au modèle en clusters naïf, dans le modèle en couches, ou dans un modèle en clusters élaboré, la fonction d'onde de l'état fondamental du noyau ${}^6\text{Li}$ ne correspond pas seulement à la configuration $\alpha+d$. Une autre possibilité est la configuration $t+\tau$ (pour plus de commodité on représentera le noyau ${}^3\text{He}$ par la lettre τ). C'est pour essayer de mettre en évidence une configuration de ce type, pour étudier les caractéristiques d'une telle structure et pour comparer l'importance relative des configurations $\alpha+d$ et $t+\tau$ de ${}^6\text{Li}$ que nous avons entrepris l'étude de cette réaction.

La scission du noyau ${}^6\text{Li}$ en deux groupements de trois nucléons ${}^3\text{He}$ et ${}^3\text{H}$ exige la cassure du coeur $1S$ de ce noyau. L'énergie nécessaire pour opérer cette scission est beaucoup plus élevée que pour obtenir la séparation de ce noyau en une particule α et un deuton. Dans le premier cas il faut fournir une énergie de 15,8 Mev alors que dans le second cas 1,5 Mev suffisent.

Expérimentalement, nous avons le choix entre l'étude de la réaction ${}^6\text{Li}(p,pt){}^3\text{He}$ et celle de ${}^6\text{Li}(p,pt){}^3\text{H}$. Ce sont des raisons purement expérimentales qui nous ont fait choisir la seconde de ces deux réactions. Comme on peut le voir dans le chapitre consacré aux méthodes expérimentales, il nous était plus facile, avec les moyens que nous avons mis en oeuvre à l'époque pour cette première expérience (Ba68), d'identifier, donc de séparer les ${}^3\text{He}$ plutôt que les tritons des autres particules.

Le tableau I résume les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons mesuré la corrélation angulaire. La largeur du scintillateur de définition du télescope à protons placé dans le plan focal du spectromètre avait une largeur de 7 cm, ce qui correspond à une bande en énergie ΔE_p de 2,1 Mev pour des protons de 110 Mev. En ce qui concerne les ${}^3\text{He}$, nous avons effectué des mesures depuis $\theta_\tau = 45^\circ$ jusqu'à $\theta_\tau = 75^\circ$. L'énergie des ${}^3\text{He}$ variant suivant l'angle θ_τ de 29,5 Mev à 30,3 Mev ce qui correspond à un parcours inférieur à 520 μ dans le silicium. La cible était orientée de telle sorte que la dispersion en énergie due au ralentissement des ${}^3\text{He}$ dans celle-ci soit minimum. Cette dispersion en énergie variait suivant l'angle d'observation des ${}^3\text{He}$ de 2,4 Mev à 3,8 Mev. A cette dispersion il faut, bien entendu, ajouter quadratiquement les dispersions dues à la largeur en énergie du faisceau primaire ainsi que les élargissements dus aux ouvertures angulaires et à la largeur de la bande d'énergie ΔE_p . Bien que le noyau résiduel ne comporte pas d'états excités, la dispersion en énergie des ${}^3\text{He}$, si elle avait été trop importante, aurait pu rendre problématique l'identification des ${}^3\text{He}$ (voir les figures 4, 5 et 6).

La figure 15a montre la corrélation angulaire obtenue. Les barres d'erreur englobent l'erreur statistique ainsi que l'erreur faite lors de la séparation des ${}^3\text{He}$ du reste du spectre.

La section efficace au sommet de la corrélation angulaire atteint 37 $\mu\text{b Mev}^{-1} \text{srad}^{-2}$. La corrélation angulaire, comme dans le cas de la réaction ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$, présente un maximum vers l'angle θ_τ correspondant à la condition $q=0$. On peut donc en conclure que le mouvement relatif des deux groupes de 3 nucléons dans le noyau cible présente une composante dominante de $L=0$.

La forme de la corrélation angulaire, le fait que le maximum soit centré à l'angle θ_τ correspondant à $q=0$ et que la valeur de la section efficace tombe pratiquement à zéro lorsqu'on s'éloigne beaucoup de cette condition permet de penser que le mécanisme de la réaction étudiée est bien un mécanisme de diffusion quasi-élastique du proton incident sur le groupe de trois nucléons émis. La largeur totale à mi-hauteur de la corrélation est de 22° , ce qui correspond à $0,48 \text{ f}^{-1}$ en q .

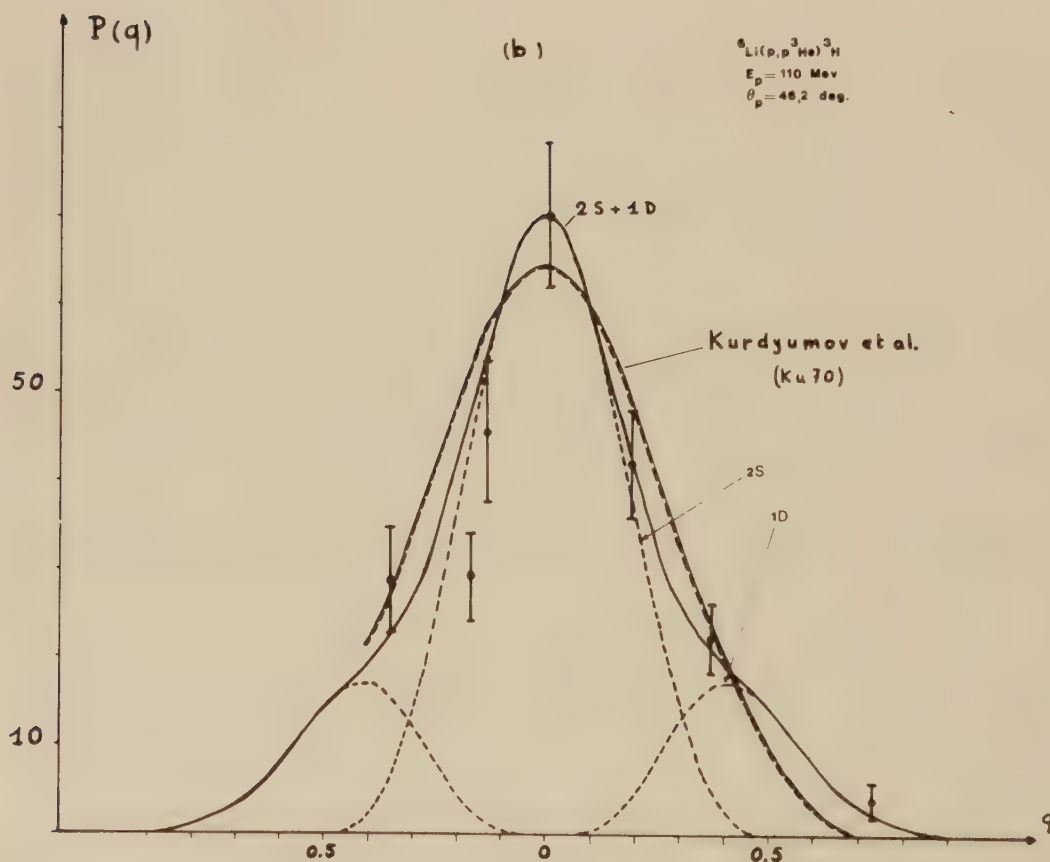
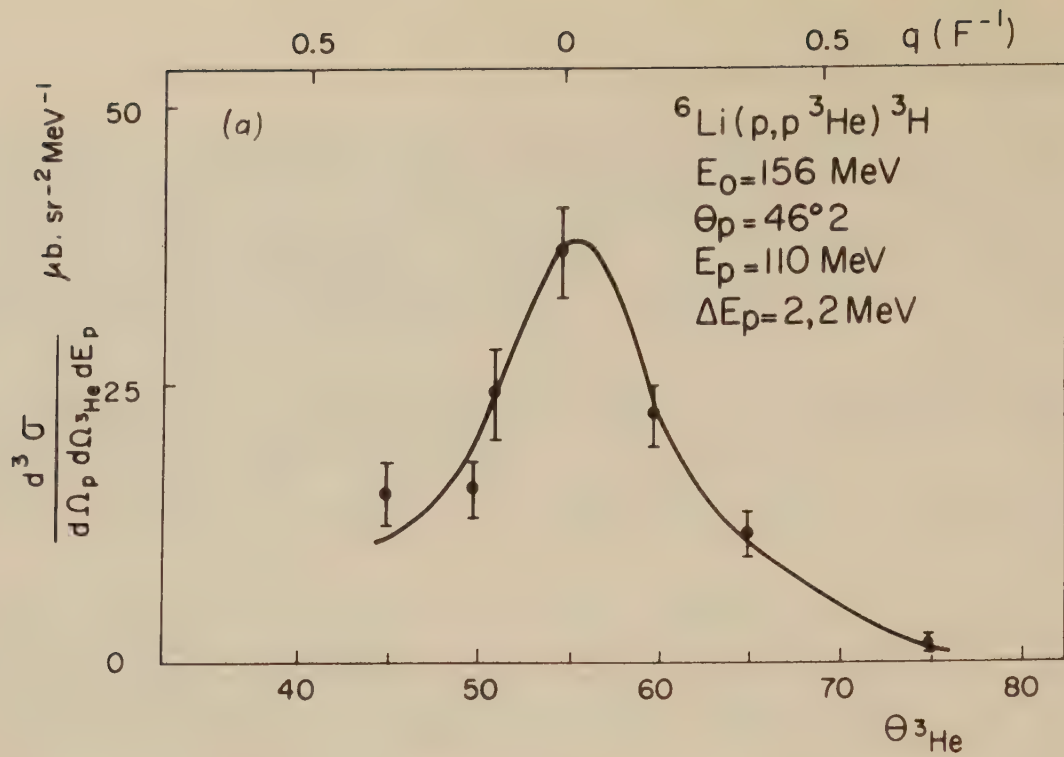


Fig. 15 - ${}^6\text{Li}(p, p\tau){}^3\text{H}$ a) Corrélation angulaire pour $E_p = 110$ MeV et $\theta_p = 46,2$ deg.
 b) Distribution $P(q)$. La courbe en trait plein représente le résultat du lissage par des distributions 2S et 1D. La courbe en tireté représente le résultat du calcul théorique de Kurdyumov et al. (Ku70).

Nous avons effectué le calcul de la distribution $P(q)$ à partir de la corrélation angulaire expérimentale. La valeur de la section efficace de diffusion libre $p+\tau$ est tirée des résultats des mesures de H. Langevin, P. Narboni et al. (La70). Nous avons effectué un lissage de la distribution $P(q)$ déduite de l'expérience en prenant une somme de fonctions d'oscillateurs harmonique 2S et 1D pour le mouvement relatif. Ces fonctions sont les seules permises par les règles de sélection portant sur la parité et les moments angulaires. Le résultat de ce lissage est porté sur la figure 15b. Nous l'avons obtenu en prenant un poids égal pour les fonctions 2S et 1D, les paramètres d'oscillateur harmonique étant $q_0=0,39 \text{ f}^{-1}$ pour la fonction 2S et $q_0=0,29 \text{ f}^{-1}$ pour la fonction 1D. On a :

$$P_{2S}(q) = \left[6 / \sqrt{\pi} q_0^3 \right] e^{-(q/q_0)^2} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{q}{q_0} \right)^2 \right]^2$$

$$P_{1D}(q) = \left[16/15 \sqrt{\pi} q_0^3 \right] e^{-(q/q_0)^2} (q/q_0)^4$$

$$\text{avec} \quad P(q) = P_{2S}(q) + P_{1D}(q)$$

Ce lissage ne représente qu'une paramétrisation et il ne faut sans doute pas attacher de signification trop précise aux valeurs des paramètres employés non plus qu'à l'amplitude relative du 2S par rapport au 1D.

Nous pouvons d'autre part confronter nos résultats expérimentaux avec l'analyse théorique effectuée par Kurdyumov, Neudatchin et Smirnov (Ku70). Ces derniers ont fait leurs calculs sur la base du modèle en couches à particules indépendantes et de différentes formes du modèle en clusters obtenues en faisant varier le paramètre x dans la fonction d'onde du mouvement relatif des deux clusters.

$$\phi_0(R) = (1/N) \left(1 - \frac{8}{9} \beta_0 R^2 \right) \exp \left(-\frac{2}{3} \beta_0 x R^2 \right)$$

R représentant la distance des centres de masse des clusters et β_0 le paramètre d'oscillateur harmonique.

La fonction d'onde du noyau cible A étant écrite sous la forme :

$$\Psi(A) = \hat{A} \left[\phi_f(b) \phi_f(c) Y_{LM} \phi_L(R_{bc}) \right]$$

l'opérateur $\hat{A}$ étant l'antisymétriseur et $\phi_f(b)$ et $\phi_f(c)$ les fonctions d'onde de l'état fondamental des deux clusters b et c (ici t et τ) ; ce sont des fonctions gaussiennes.

Lorsqu'on donne à x la valeur 1, on obtient des paramètres d'oscillateur harmonique égaux dans $\phi_0(R)$ ainsi que dans les fonctions d'onde internes des clusters, et on retrouve le modèle en couches simple.

Les calculs théoriques sont faits en tenant compte de l'antisymétrisation des fonctions d'onde. Kurdyumov et al. trouvent que le calcul théorique de $P(q)$ avec le modèle en clusters se rapproche de plus de nos résultats expérimentaux lorsque le paramètre x prend la valeur 0,4. Le facteur spectroscopique S obtenu dans ces conditions pour la configuration $t+\tau$ est égal à 0,5.

Cette valeur est à rapprocher des résultats provenant de l'étude de la capture radiative de noyaux ^3He par des tritons, conduisant à l'état

fondamental de ${}^6\text{Li}$. Young, Blatt et Scyler (Yo70) trouvent un facteur spectroscopique égal à 0,69, voisin de celui trouvé par Kurdyumov et al. lors de l'analyse de nos résultats. Des indications moins directes que sur la structure $t+\tau$ de ${}^6\text{Li}$ ont également été obtenues par l'intermédiaire des réactions ${}^6\text{Li}(\gamma, t){}^3\text{He}$ (Sh68), ${}^{11}\text{B}({}^3\text{He}, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$ (Yo67), $t({}^3\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ (Bl68) et ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^6\text{Li}$ (Or70).

Ces résultats montrent l'importance de la probabilité de trouver le noyau ${}^6\text{Li}$ dans la configuration $t+\tau$. Il faut cependant faire attention de ne pas en déduire que les facteurs spectroscopiques correspondants aux autres configurations possibles pour l'état fondamental de ${}^6\text{Li}$ sont simplement le complément du facteur spectroscopique pour $t+\tau$. En effet les fonctions d'onde de la configuration $t+\tau$ et de la configuration $\alpha+d$ ne sont pas orthogonales et la somme des probabilités de trouver les différentes configurations peut ainsi prendre une valeur supérieure à 100 %.

Pour comparer les probabilités de trouver le noyau ${}^6\text{Li}$ dans la configuration $\alpha+d$ ou $t+\tau$, il faut intégrer la distribution $P(q)$

$$N = 4\pi \int P(q) q^2 dq$$

Le rapport des facteurs spectroscopiques correspondants aux deux configurations est trouvé égal à

$$\frac{N_{(\alpha+d)}}{N_{(t+\tau)}} = 2,3 \pm 0,4$$

L'erreur qui entache ce rapport provient de l'incertitude que l'on a sur le tracé de la corrélation expérimentale surtout aux ailes de la corrélation puisque $P(q)$ est affecté du poids q^2 qui s'accroît lorsque q augmente. Une estimation satisfaisante des effets de la distorsion sur les deux corrélations serait évidemment très utile pour préciser ce rapport.

Lorsqu'on compare les valeurs absolues des sections efficaces différentielles mesurées, on voit qu'elles sont dans un rapport 20 à leur maximum en faveur de la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$. La corrélation $(p, p\tau)$ étant plus large, le rapport des sections efficaces intégrées est de l'ordre de 15 mais le rapport des facteurs spectroscopiques tirés de l'expérience est de 2,3 par suite notamment de l'élargissement vers la base de la corrélation $(p, p\tau)$ que l'on peut attribuer en grande partie à la composante $L=2$.

Ce rapport est proche du rapport 1,81 en faveur de la configuration $\alpha+d$ tiré de l'analyse de nos résultats par Kurdyumov et al. (Ku70) dans le travail décrit ci-dessus. Ces auteurs font aussi remarquer qu'avec le paramètre $x=0,4$, la fonction d'onde employée pour la configuration $t+\tau$ a une extension spatiale plus faible et est plus proche d'une fonction d'onde de modèle en couches que celle utilisée pour décrire la configuration $\alpha+d$; cet effet serait dû au fait que les clusters t et τ sont formés par des nucléons appartenant aux deux clusters "primaires" α et d .

On peut conclure de ces résultats que la configuration $t+\tau$ du ${}^6\text{Li}$ est loin d'être négligeable devant la configuration $\alpha+d$.

${}^7\text{Li}(p, p t){}^4\text{He}$

Nous avons décidé d'étudier cette réaction, en particulier, pour deux raisons. La première étant de comparer les probabilités de trouver ${}^7\text{Li}$ dans la configuration $\alpha+t$ et ${}^6\text{Li}$ en $\alpha+d$. La seconde était d'étudier une corrélation du type $L=0$. Les règles de sélection sur les moments angulaires

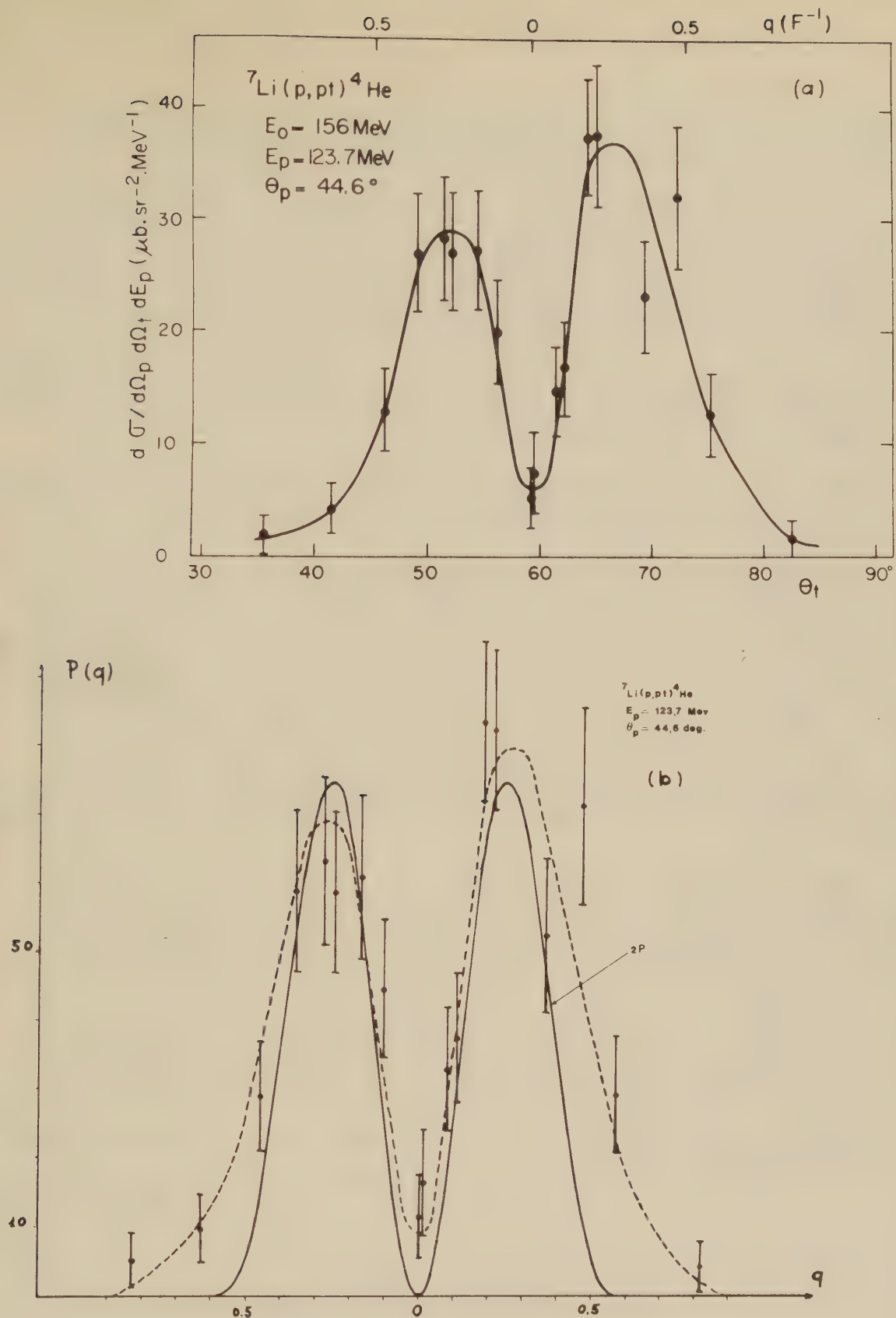


Fig. 17 - ${}^7\text{Li}(p,pt){}^4\text{He}$ a) Corrélation angulaire pour $E_p = 123,7 \text{ MeV}$ et $\theta_p = 44,6 \text{ deg.}$

b) Distribution $P(q)$. La courbe en trait plein représente le résultat du lissage par une distribution 2P. En tireté, la courbe moyenne passant à travers les points expérimentaux.

prévoient $L=1$ ou $L=3$ mais le spin $J = 3/2$ de ${}^7\text{Li}$ dans son état fondamental impose $L=1$. La corrélation angulaire devrait donc avoir la forme d'une distribution $L=1$ (2P) avec un minimum pour $q=0$.

La méthode expérimentale mise en oeuvre pour cette étude était sensiblement la même que celle employée lors de l'étude de la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$. Toutefois, afin d'avoir une meilleure résolution angulaire nous avons encore réduit le diaphragme d'entrée du spectromètre magnétique pour obtenir une ouverture angulaire dans le plan horizontal correspondant à 1,3 degrés, soit une réduction d'un facteur 2 par rapport au réglage utilisé pour l'étude de la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$.

Pour le télescope à semi-conducteurs, les diaphragmes d'entrée étaient réduits à un diamètre de 10 mm à la fois dans le but d'améliorer la résolution angulaire et d'éviter les pertes dues à une mauvaise géométrie. Les angles solides sont donnés dans le tableau I.

Les erreurs dues aux pertes par diffusion coulombienne ou par réactions nucléaires dans les divers détecteurs sont les mêmes que pour la réaction ${}^6\text{Li}(p, p\pi){}^3\text{H}$ et on peut estimer leur importance à moins de 3 %.

La section efficace différentielle maximum mesurée (figure 17a) est environ 20 fois plus faible que celle de la réaction ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$. Elle atteint au maximum $35 \mu\text{b Mev}^{-1} \text{srad}^{-2}$ (Ba69, Ba70). La forme de la corrélation est effectivement du type $L \neq 0$ avec un minimum bien marqué pour θ_+ correspondant à $q=0$. Théoriquement, la section efficace devrait redescendre à zéro pour $q=0$ mais ce minimum est en partie comblé pour au moins deux raisons : les ouvertures angulaires et en énergie ne sont pas infiniment petites ; d'autre part, les distorsions tendent à adoucir ce minimum. De part et d'autre de la valeur de θ_+ correspondant à $q=0$, nous observons deux maxima dont les amplitudes sont inégales. Là encore, il semble que l'on puisse imputer aux distorsions l'effet observé. Enfin, à l'extérieur de ces maxima, la section efficace redescend pratiquement à zéro, ce qui montre le peu d'importance dans nos conditions expérimentales des réactions séquentielles.

Toutes ces caractéristiques montrent la sélectivité de la méthode expérimentale employée. Le mécanisme de réaction semble donc être uniquement un mécanisme de diffusion quasi-élastique. Ce fait tient notamment à la grande énergie des protons incidents, au choix des conditions cinématiques et à la bonne sélection en énergie des particules observées. La figure 18 montre un spectre en énergie des tritons.

La distribution $P(q)$ a été calculée à partir de la corrélation angulaire expérimentale et de la section efficace différentielle de la diffusion élastique $p+t$ libre à même transfert, mesurée à notre énergie par H. Langevin, P. Narboni et al. (La70).

Nous avons essayé de lisser les points expérimentaux par une fonction d'oscillateur harmonique 2P

$$P(q) = \left[20/\sqrt{\pi} q_0^3 \right] e^{-(q/q_0)^2} (q/q_0)^2 \left[1 - \frac{2}{5} \left(\frac{q}{q_0} \right)^2 \right]^2$$

le paramètre q_0 qui semble le meilleur est égal à $0,36 \text{ f}^{-1}$.

On peut voir sur la figure 17b la courbe représentant cette fonction en trait plein et la courbe moyenne passant à travers les points expérimentaux en tireté.

Le lissage est moins bon que ceux obtenus pour les deux réactions précédentes.

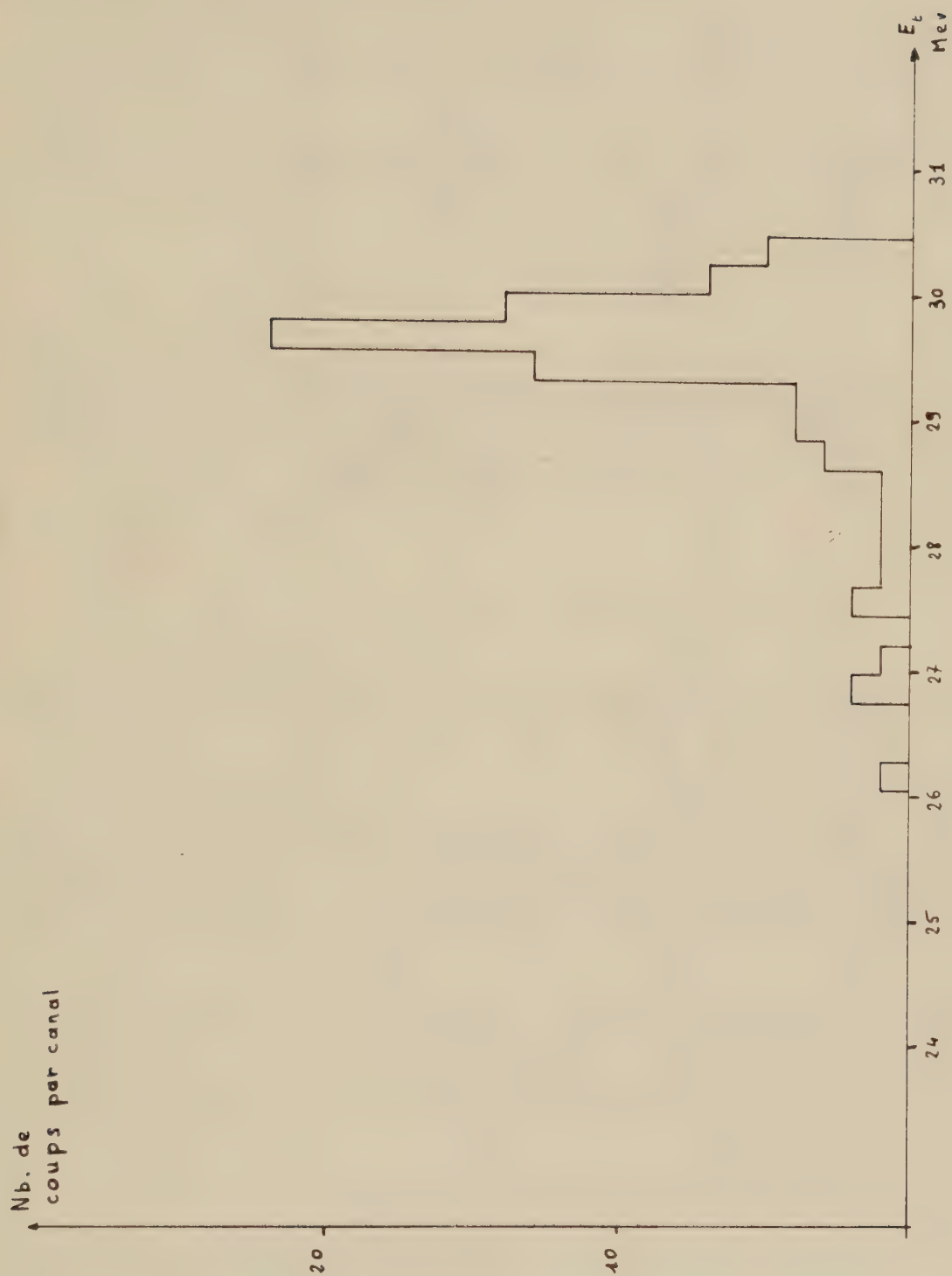


Fig. 18 - Spectre en énergie typique des tritons dans la réaction ${}^7\text{Li}(p,pt){}^4\text{He}$.

On peut comparer nos résultats à ceux obtenus par Hendrie et al. (He66) à Berkeley avec une énergie de 55 Mev pour les protons incidents. Il y a similitude de forme entre les deux corrélations angulaires bien que celle mesurée à Berkeley soit beaucoup moins pure (le minimum est moins profond, et d'autres mécanismes apparaissant sur les ailes à grand q). La largeur totale à mi-hauteur est de $0,96 \text{ f}^{-1}$ pour la corrélation que nous avons obtenue. A 55 Mev, cette largeur à mi-hauteur paraît un peu plus faible, de l'ordre de $0,9 \text{ f}^{-1}$.

En intégrant la distribution $P(q)$ calculée à partir de notre expérience, nous obtenons pour le rapport des facteurs spectroscopiques :

$$\frac{N_{(\alpha+t)^7\text{Li}}}{N_{(\alpha+d)^6\text{Li}}} = 1 \pm 0,3$$

C'est dire que les probabilités de trouver respectivement les noyaux ^6Li ou ^7Li sous la forme $\alpha+d$ ou $\alpha+t$ sont très voisines bien qu'ici encore les sections efficaces des deux réactions $^6\text{Li}(p, pd)^4\text{He}$ et $^7\text{Li}(p, pt)^4\text{He}$ soient très différentes en valeur absolue : la section efficace différentielle de $^7\text{Li}(p, pt)^4\text{He}$ est beaucoup plus petite mais la forme $L \neq 0$ de la corrélation conduit à des valeurs élevées de q^2 moyen.

$^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$

a) Première expérience : deutons vers l'avant.

Dans une toute première expérience (Ba65) nous avons mesuré la corrélation angulaire entre les protons et le deuton émis dans la réaction dans des conditions expérimentales totalement différentes de celles que nous avons adoptées par la suite (figure 18).

L'angle θ_d et l'énergie E_d d'observation des deutons étaient fixés, de manière à nous placer dans la région où le nombre de deutons émis dans la réaction $(p, dx...)$ sur le ^{12}C était maximum (Ra60). Les choix simultanés de l'angle et de l'énergie du deuton que nous avons fait alors n'incluaient pas la condition $q=0$; on ne pouvait donc pas atteindre le maximum absolu de la corrélation pour $L=0$, et ces mesures donnent par conséquent une idée de ce que l'on observe lorsqu'on effectue une coupe ne passant pas par la valeur $q=0$.

Dans les deux corrélations que nous avons alors mesurées, les deutons étaient à un angle relativement petit et avec une énergie grande. Le proton correspondant dans une diffusion libre élastique est émis vers l'arrière ou à grand angle. On se trouvait donc dans la région intermédiaire entre la diffusion élastique et le pick-up. Une interprétation détaillée de ces résultats est compliquée du fait du mélange de plusieurs mécanismes possibles pour la réaction dans cette région (Lh66).

Les deutons étaient analysés par le spectromètre magnétique suivi par un télescope à scintillateurs plastiques placé dans son plan focal. La quantité de mouvement des deutons était plus grande que celle des protons de même quantité de mouvement maximum (protons de 156 Mev) ; les seules particules parasites traversant le spectromètre ne pouvaient donc être que des tritons d'énergie plus faible et beaucoup moins abondants.

Pour détecter les protons, nous disposions d'un télescope à scintillateurs placé dans la chambre à réactions et dont la position angulaire par rapport au faisceau incident pouvait être réglée de l'extérieur. La corré-

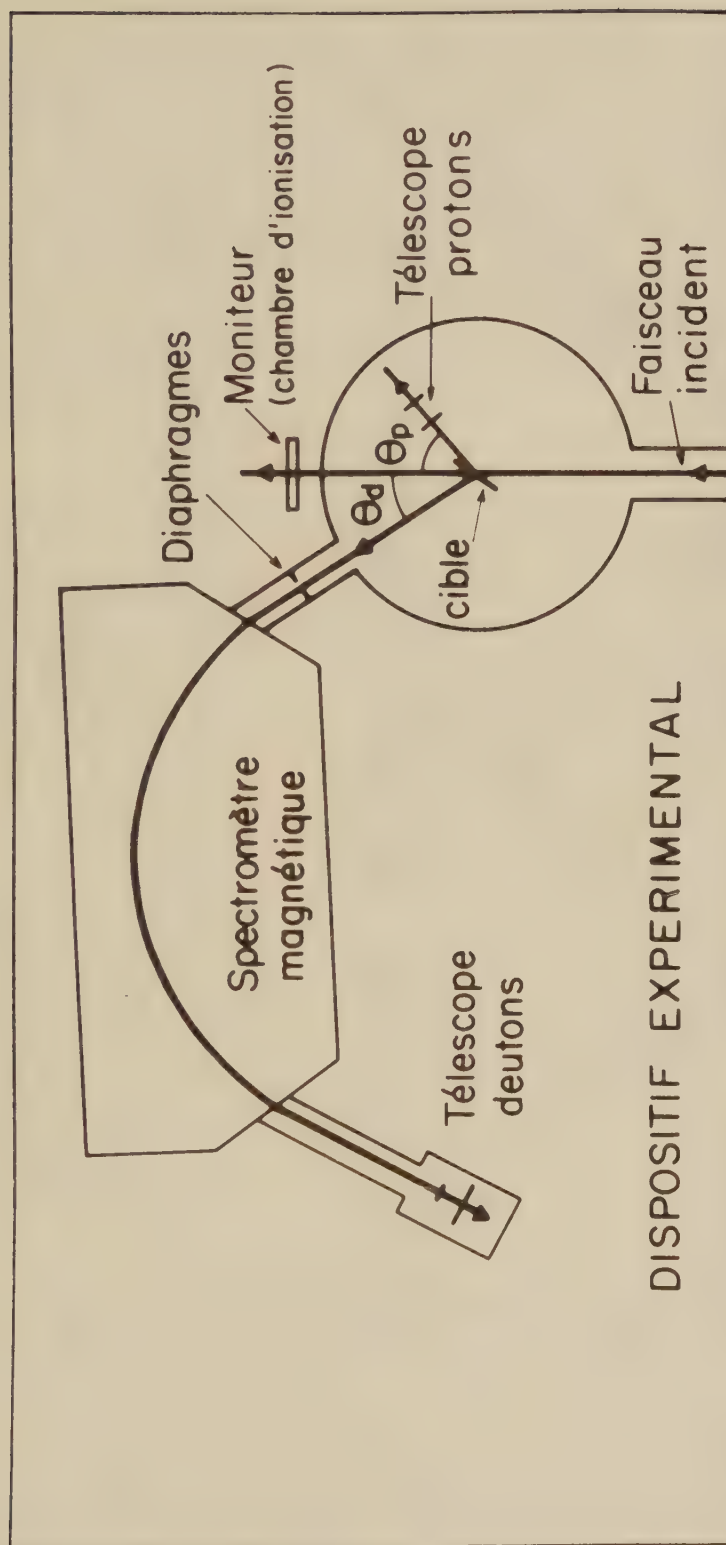


Fig. 19 - Schéma général du dispositif expérimental pour la première étude de la réaction $^{12}\text{C}(p,pd)^{10}\text{B}$ (deutons vers l'avant).

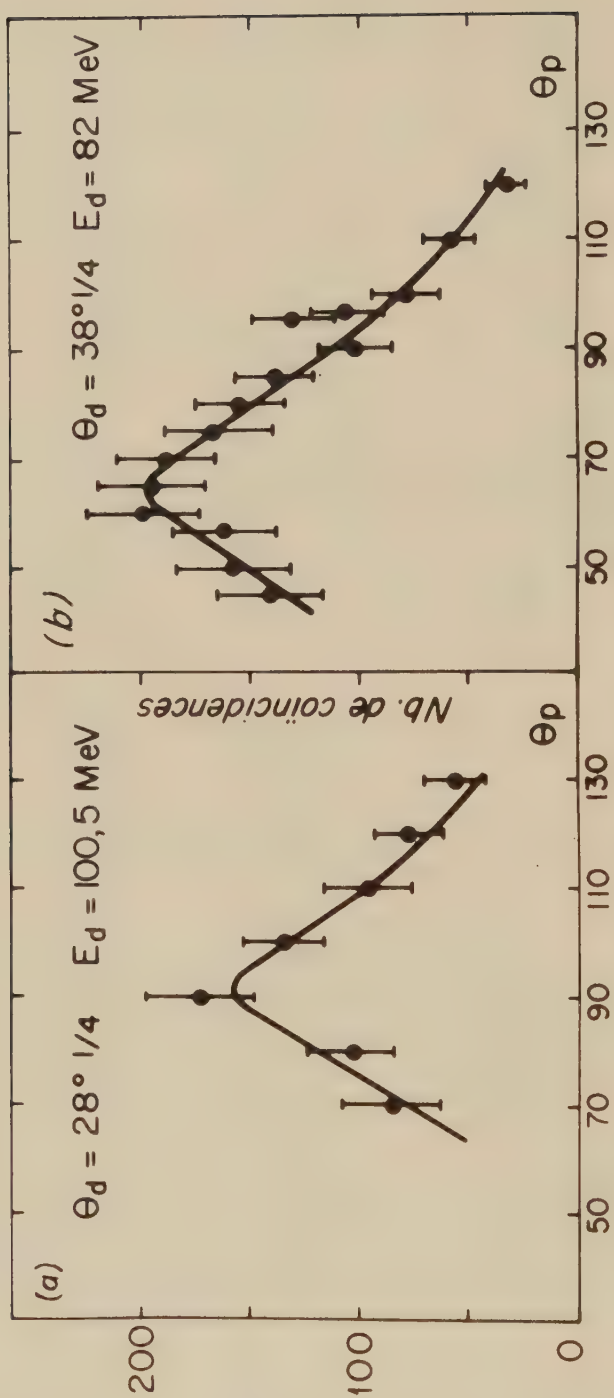


Fig. 20 - Corrélations angulaires pour la réaction $^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$
 a) $E_d = 100,5 \text{ MeV}$, $\theta_d = 28,25 \text{ deg.}$
 (deutons vers l'avant) b) $E_d = 82 \text{ MeV}$, $\theta_d = 38,25 \text{ deg.}$

lation angulaire était décrite en faisant varier cet angle θ . Ce télescope était constitué de deux scintillateurs et des écrans étalonnés^p disposés devant et derrière le premier scintillateur de manière à éliminer les protons d'énergie inférieure à 20 Mev ainsi que les particules plus lourdes jusqu'à des énergies supérieures à 30 ou 40 Mev. Ce télescope délivrait donc des impulsions pour tous les protons d'énergie supérieure à 20 Mev et pour toutes les autres particules pourvu que leur parcours leurs permettent d'atteindre le second détecteur. Il était cependant nécessaire de se limiter à des angles supérieurs à 45 degrés sous peine de saturer complètement l'électronique. Ce dispositif assez simple ne nous permettait pas de séparer les niveaux d'excitation du noyau résiduel étant donné l'impossibilité de mesurer le spectre d'énergie des protons. Les mesures donnent donc une information globale sur l'ensemble des niveaux, depuis le fondamental jusqu'à une énergie d'excitation maximale fixée par l'énergie des deutons, et, pour les protons par le seuil de 20 Mev (énergie de cut-off).

Dans ces conditions expérimentales, nous avons mesuré deux corrélations angulaires dans des conditions cinématiques différentes résumées dans le tableau suivant :

θ_d	28°1/4	38°1/4
E_d	100,5 Mev	82 Mev
largeur du scintillateur de définition (voie deutons)	12 cm	12 cm
Bande d'énergie ΔE_d	3,25 Mev	2,67 Mev
$\Delta \Omega_d$	$1,8 \cdot 10^{-3}$ sr	$1,8 \cdot 10^{-3}$ sr
$\Delta \theta_d$	2,6 degrés	2,6 degrés
$\Delta \Omega_d$	$6,7 \cdot 10^{-3}$ sr	$6,7 \cdot 10^{-3}$ sr
Energie seuil (voie protons)	20 Mev	20 Mev
Epaisseur cible	80,1 mg/cm ²	80,1mg/cm ²
q minimum	0,32 f ⁻¹	0,29 f ⁻¹
E_p maximum	~29 Mev	~47,4 Mev
θ_p du maximum de la corrélation	~91 degrés	~65 degrés

Comme on peut le voir sur le tableau ci-dessus, on ne descend à une valeur de q sensiblement inférieure à 0,3 f⁻¹ dans aucune des deux mesures. D'autre part, la largeur des corrélations est nettement plus importante que celles obtenues pour les réactions ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ ou ${}^6\text{Li}(p, p\pi){}^3\text{H}$.

Pour la corrélation mesurée à $\theta_d=28,25$ degrés (figure 19a), le seuil du télescope à protons coupait le spectre en énergie d'excitation du noyau résiduel ${}^{10}\text{B}$ à une valeur variant de 7 Mev à 8,5 Mev suivant la valeur de θ_p , alors que dans la corrélation mesurée à $\theta_d=38,25$ degrés (figure 19b) cette bande d'énergie variait de 23,5 Mev à 26,3 Mev

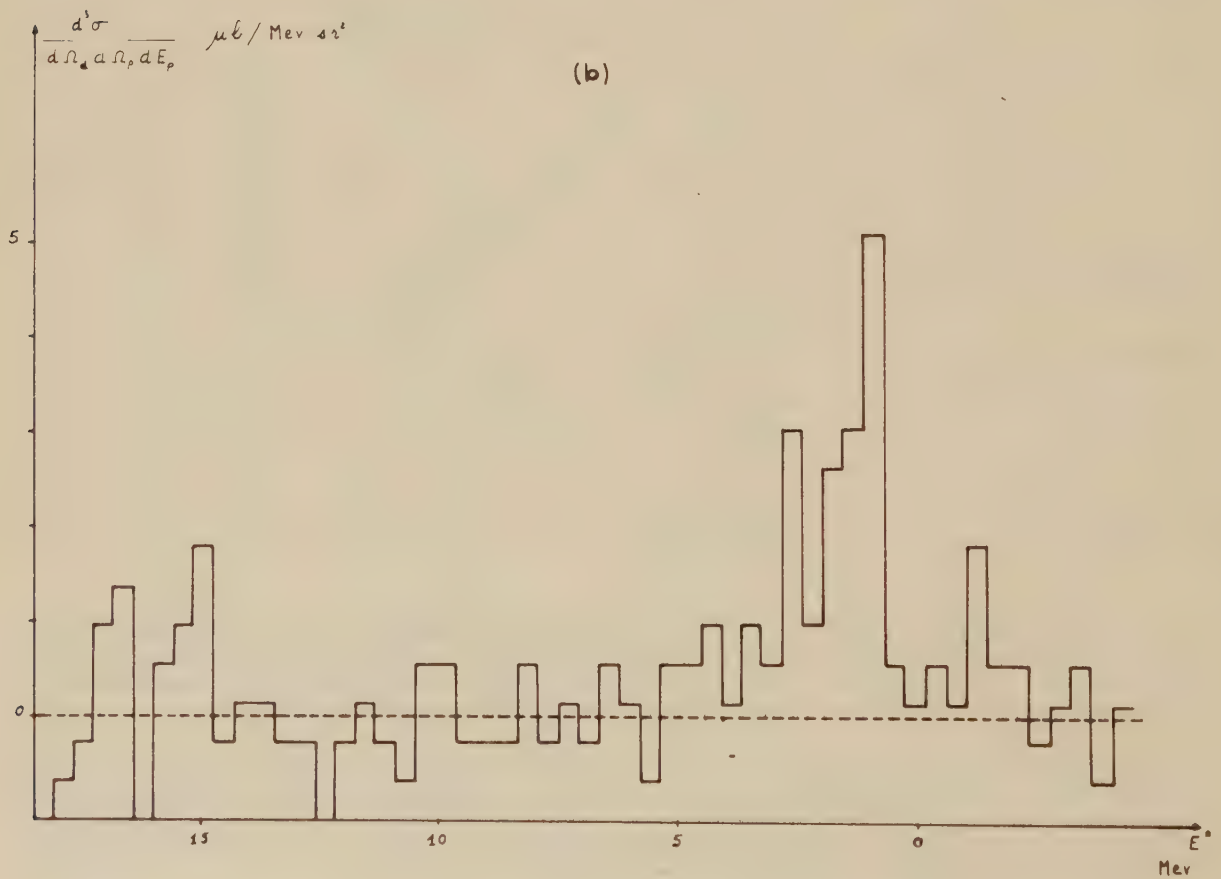
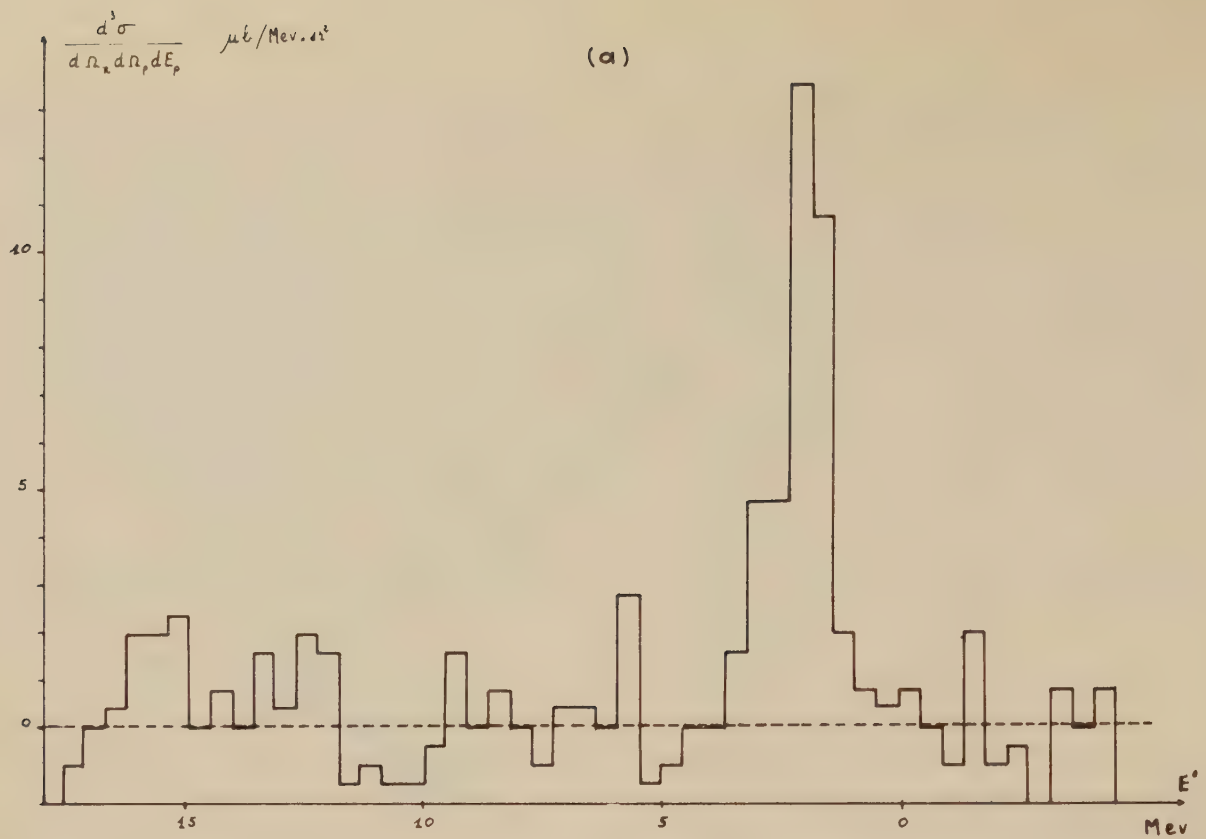


Fig. 21 - Spectre en énergie du noyau résiduel ^{10}B dans la réaction $^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$ (protons vers l'avant)
 a) $E_p = 94,8 \text{ Mev}$, $\theta_p = 41 \text{ deg}$ $\theta_d = 51,3 \text{ deg}$ $q=0$
 b) $E_p = 94,8 \text{ Mev}$, $\theta_p = 41 \text{ deg}$ $\theta_d = 61,3 \text{ deg}$ $q=0,38 \text{ f}^{-1}$
 Le pointillé indique la limite de la contribution des événements parasites.

Si on calcule la valeur de $P(q)$ d'après l'expérience de la section efficace de la diffusion quasi-élastique donnée au chapitre éléments théoriques pour sommet de chacune des corrélations, q ayant sensiblement la même valeur au sommet de chacune d'elles, on peut espérer avoir une idée de la contribution des niveaux excités du ^{10}B dont l'énergie est comprise entre 8 et 26 Mev à l'amplitude de la corrélation angulaire. Le rapport des valeurs de $P(q)$ ainsi calculées en utilisant les sections efficaces différentielles libres (Ku66) a même transfert pour $\theta = 65$ degrés et 91 degrés respectivement donne un rapport d'environ 1,09. On peut donc penser que la valeur de $P(q)$ pour $q=0,3 \text{ f}^{-1}$ est due pour une petite partie seulement à des niveaux excités dont l'énergie est comprise entre 8 et 26 Mev dans le noyau résiduel. Les calculs théoriques de Balashov et al. (Ba64) prévoient une contribution de 8,7 %. Les résultats obtenus pour les deux corrélations semblent cohérents entre eux, mais les conditions expérimentales et le choix des conditions cinématiques utilisées dans cette première expérience n'étaient pas les meilleures pour une détermination du spectre du noyau résiduel.

b) Deuxième expérience : protons vers l'avant. Détermination du spectre en énergie du noyau résiduel.

Nous avons donc repris cette expérience avec des moyens expérimentaux plus performants afin de séparer les niveaux d'énergie du noyau résiduel et de pouvoir comparer d'une manière plus rigoureuse le résultat de l'expérience aux prévisions théoriques de Balashov et al. Nous nous sommes, d'autre part, placé dans la région de protons vers l'avant de manière à ce que le terme direct soit prépondérant dans la diffusion libre correspondante, et nous avons ajusté l'énergie et l'angle des protons sortants (qui restent fixés dans l'expérience) de manière à pouvoir inclure la condition $q=0$ et être ainsi le plus près possible de la diffusion libre. Cependant, pour arriver au fondamental du ^{10}B , l'énergie de liaison d'un deuton dans ^{12}C est de 25,2 Mev, ce qui nous fait sortir d'autant de la couche d'énergie.

Comme pour l'étude des réactions $^6\text{Li}(p, pd)^4\text{He}$ et $^7\text{Li}(p, pt)^4\text{He}$, les protons sont analysés par le spectromètre, ce qui permet de fixer leur énergie et les deutons sont détectés et identifiés à l'aide de télescopes à semi-conducteurs $\Delta E-E$.

Afin d'améliorer la résolution en énergie nous avons réduit les ouvertures angulaires et la bande d'énergie ΔE_p mais avec le souci de garder un taux de comptage raisonnable. La valeur de la section efficace différentielle de la réaction ne dépasse pas une dizaine de microbarns et le fait de fermer les angles solides et la bande d'énergie ΔE_p et la nécessité de mesurer un spectre d'énergie des deutons sur un nombre P suffisant de canaux peuvent rapidement conduire à des mesures dont la durée peut aller jusqu'à plusieurs dizaines d'heures, temps pendant lequel l'appareillage électronique peut ne pas rester d'une stabilité exemplaire. Il nous a fallu trouver un compromis entre ces différentes exigences. Nous avons finalement adopté les valeurs données dans le tableau I. L'angle θ_p a été fixé à 41° ce qui conduit à $E_p=94,8$ Mev. L'énergie maximale des deutons (pour $q=0$) était de 36,1 Mev. La cible utilisée, une feuille de polystyrène, était assez mince ($13,6 \text{ mg/cm}^2$ soit $12,55 \text{ cm/cm}^2$ de carbone) pour le straggling en énergie qu'elle apporte ne dégrade pas sensiblement la résolution globale en énergie. Cette résolution globale en énergie était, dans ces conditions, un peu inférieure à 2 Mev.

Nous avons mesuré le spectre des deutons et par conséquent le spectre d'excitation du noyau résiduel ^{10}B à $\theta_d = 51,3$ degrés ($q=0$) et à $\theta_d=61,3$ degrés ($q=0,38 \text{ f}^{-1}$) (figures 20a et 20b). Sur l'un comme sur l'autre de ces spectres, il apparaît un pic important situé vers 2 Mev d'excitation, ainsi qu'une large bosse peu intense vers 13 à 16 Mev. Sur les figures 20a et 20b, la ligne en pointillé à partir de laquelle sont comptées les sections

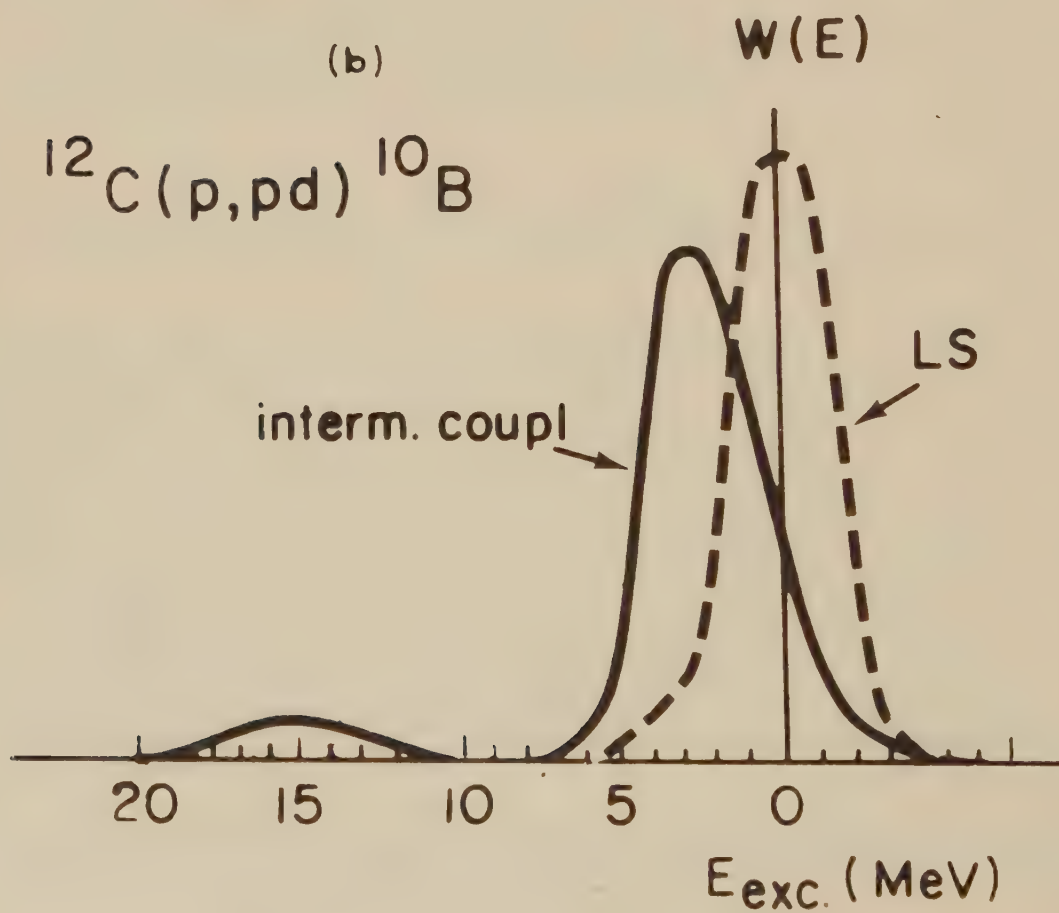
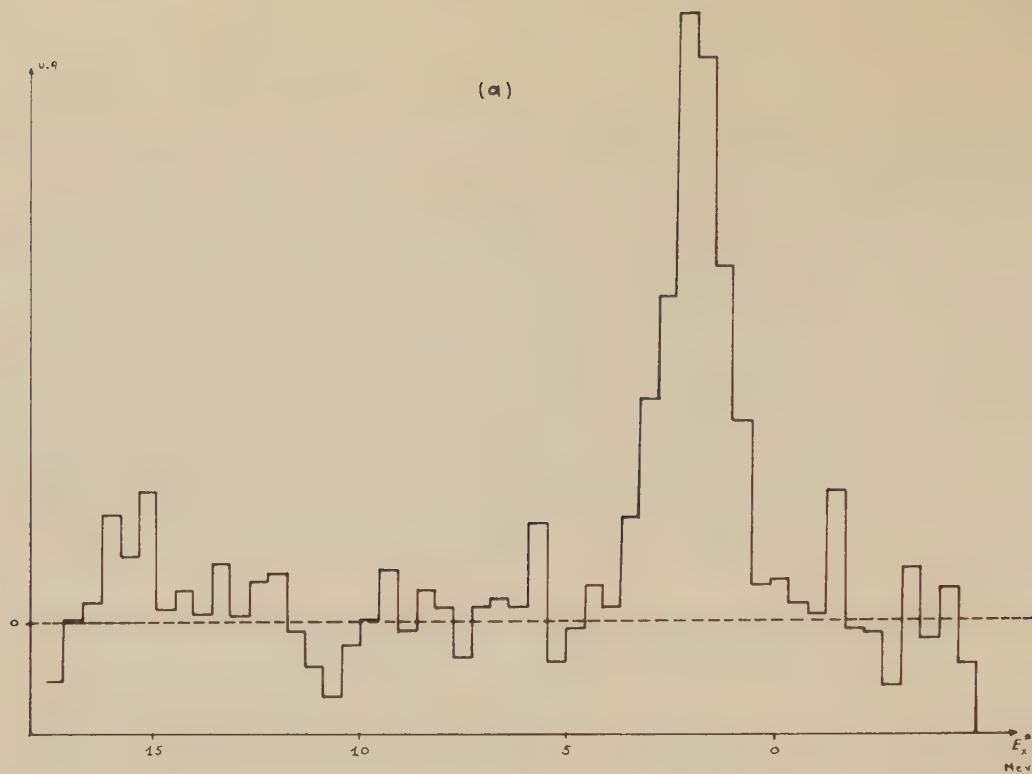
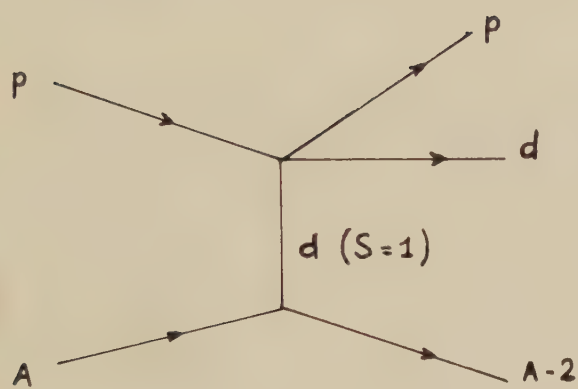


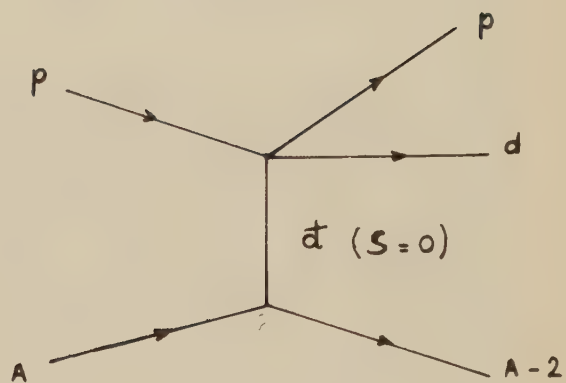
Fig. 22 - Spectre en énergie du noyau résiduel ^{10}B dans la réaction $^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$

a) Somme des deux spectres 21 a et 21 b

b) Spectre construit à partir des résultats de Balashov et al. (Ba64).



a



b

Fig. 23 - Diagrammes de la diffusion quasi-élastique (p, px)
 a) sans retournement de spin
 b) avec retournement de spin.

efficaces indique la contribution des coïncidences fortuites et des événements parasites. On constate que cette contribution est plus élevée que sur les autres résultats expérimentaux, car nous avons augmenté l'intensité du faisceau pour ne pas être conduit à des durées de mesure exorbitantes.

Nous avons également additionné les deux spectres afin d'avoir une meilleure statistique (figure 22a). Les trois spectres (figures 21a, 21b et 22a) peuvent être comparés avec les facteurs spectroscopiques calculés par Balashov et al. (Ba64) en prenant des fonctions d'onde de modèle en couches avec un couplage intermédiaire. En outre, le spectre théorique représenté sur la figure 22b tient compte d'une résolution en énergie "expérimentale" de 4 Mev (moins bonne que la notre). La comparaison des deux spectres permet de se rendre compte que l'expérience vérifie bien les prévisions théoriques qui sont en bon accord avec nos résultats expérimentaux.

Balashov et al. pensent que dans une réaction (p,px) à plus de 100 Mev avec des protons émis vers l'avant, le spin-flip est négligeable, et que, par conséquent, seul joue un rôle important le diagramme a de la figure 23. On a alors la règle de sélection $\Delta J=1$, $\Delta T=0$ et seuls les niveaux $1^+T=0$ du ^{10}B seront excités. Si tel n'était pas le cas (diagramme b de la figure 23) on aurait de plus les niveaux $0^+,T=1$ avec pratiquement le même spectre d'énergie d'excitation pour le noyau résiduel (structure en supermultiplets) ; dans le cas du ^{10}B ces deux types de niveaux sont très proches les uns des autres et nous ne pouvons pas les distinguer avec notre résolution expérimentale. Cependant, le pic important est centré vers 2 Mev comme le prévoient Balashov et al. et la contribution du fondamental (3^+) du ^{10}B semble faible ou nulle. Si on suit Balashov et al., ce pic correspond essentiellement aux deux niveaux $1^+,T=0$ à 0,72 Mev et 2,15 Mev du ^{10}B . La bosse située vers 15 Mev regroupe certainement plusieurs niveaux.

En calculant le rapport de la contribution de la bosse située vers 15 Mev à l'ensemble du spectre à partir de notre spectre expérimental à $q=0$, on trouve un chiffre compris entre 9 et 15 %. La grande incertitude sur ce rapport provient de la faible statistique de nos mesures.

Balashov et al. donnent les largeurs réduites θ_0^2 suivantes :

Energie du niveau	θ_0^2	soit
0,72	0,362	25,7 %
2,15	0,914	65,1 %
9,8	0,008	0,6 %
>10 Mev	0,124	8,7 %

Les niveaux d'énergie supérieure à 10 Mev devraient d'après ces calculs représenter 8,7 % de l'ensemble du spectre. Ce chiffre n'est pas éloigné de nos résultats expérimentaux tant en ce qui concerne la première que la seconde de nos expériences.

CONCLUSIONS

Nous avons, dans ce travail, étudié les corrélations angulaires des réactions de diffusion quasi-élastique ${}^6\text{Li}(p, \text{pd}){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(p, \text{p}\tau){}^3\text{H}$, ${}^7\text{Li}(p, \text{pt}){}^4\text{He}$ et ${}^{12}\text{C}(p, \text{pd}){}^{10}\text{B}$ ainsi que le spectre en énergie du noyau résiduel dans la dernière de ces réactions.

Pour l'étude de ces réactions nous avons développé puis amélioré et mis au point une technique expérimentale particulière au fur et à mesure du développement de la technique des détecteurs semi-conducteurs épais et de l'utilisation en ligne des ordinateurs.

Les sections efficaces différentielles de ces réactions étant relativement faibles puisqu'elles vont de quelques microbarns à quelques centaines de microbarns par Mev srad², dans le cas le plus favorable, à notre énergie, il faut que le système expérimental soit fiable et efficace. Nous avons d'abord commencé par l'étude de la réaction ${}^{12}\text{C}(p, \text{pd}){}^{10}\text{B}$ en analysant les deutons émis vers l'avant avec un spectromètre magnétique, les protons étant détectés par un télescope à scintillateurs plastiques. Nous n'avions pas d'analyse en énergie pour les protons, seule était fixée une énergie seuil et la section efficace mesurée était donc intégrée sur la bande d'énergie ΔE_p définie d'une part par le seuil, d'autre part par l'énergie maximale des protons issus de la réaction étudiée. Cette étude nous a permis de déterminer expérimentalement des corrélations angulaires présentant un caractère quasi-élastique et de montrer que la majeure partie de la réaction conduit aux premiers Mev d'excitation du noyau résiduel.

Dans une étape ultérieure nous avons étudié la réaction ${}^6\text{Li}(p, \text{p}{}^3\text{He}){}^3\text{H}$ en employant un seul détecteur semi-conducteur pour détecter les ${}^3\text{He}$, les protons émis vers l'avant étant analysés par le spectromètre magnétique. L'identification des ${}^3\text{He}$ pouvant être néanmoins obtenue grâce à un choix judicieux des conditions cinématiques. La corrélation angulaire est du type $L=0$.

Par la suite, nous avons employé pour la détection des particules x émises des télescopes à semi-conducteurs $\Delta E-E$, les protons étant toujours analysés par le spectromètre magnétique. L'identification des particules détectées par le télescope à semi-conducteurs était assurée soit par un identificateur analogique du type développé à Berkeley par Goulding, soit par un ordinateur IBM 360/50 travaillant en ligne et construisant des spectres biparamétriques de grandes dimensions, l'analyse de ces spectres pouvant être effectuée durant l'expérience afin de contrôler les résultats de celle-ci.

C'est avec ce dispositif que nous avons mesuré les corrélations angulaires des réactions ${}^6\text{Li}(p, \text{pd}){}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}(p, \text{pt}){}^4\text{He}$ en prenant soin d'inclure la condition $q=0$. On constate que la réaction est essentiellement due au mécanisme de diffusion quasi-élastique.

L'analyse des résultats de ces dernières réactions montre que le rapport de la probabilité de trouver le noyau ${}^6\text{Li}$ sous la forme ${}^4\text{He}+{}^2\text{H}$ à la probabilité de trouver ce noyau sous la forme ${}^4\text{He}+{}^2\text{H}$ est de 0,43. Un calcul théorique de Kurdyumov et al. (Ku70) s'appuyant sur notre expérience donne un rapport de 0,55. La corrélation angulaire dans la réaction ${}^7\text{Li}(p, \text{pt}){}^4\text{He}$ est du type $L=0$ (2P), contrairement aux corrélations angulaires des deux réactions ayant lieu sur ${}^6\text{Li}$. L'analyse des résultats expérimentaux donne un rapport sensiblement égal à 1 pour les probabilités de trouver ${}^6\text{Li}$ sous la forme ${}^4\text{He}+{}^2\text{H}$ ou ${}^7\text{Li}$ sous la forme ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$.

Toujours avec le même dispositif expérimental, nous avons repris l'étude de la réaction $^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$ en ayant pour but la mesure du spectre en énergie du noyau résiduel ^{10}B . Les résultats expérimentaux obtenus montrent que, dans cette réaction, si le spin-flip est négligeable, ce sont surtout les niveaux à 0,72 Mev et à 2,15 Mev de ce noyau qui sont excités ainsi que, plus faiblement, des niveaux d'énergie voisine de 15 Mev. Le spectre obtenu est tout à fait en accord avec les prévisions théoriques de Balashov et al. faites sur la base du modèle en couches en couplage intermédiaire.

A partir de ce travail on peut faire plusieurs remarques. La première est que beaucoup d'auteurs, amateurs du modèle en clusters se sont attachés à décrire le ^6Li sous la représentation unique $\alpha+d$ alors que la configuration de ce même noyau en $^3\text{He}+^3\text{H}$ ne paraît pas du tout négligeable. Les fonctions d'onde de ces deux configurations ne sont pas orthogonales si bien que la somme des probabilités de trouver l'une ou l'autre peut fort bien dépasser 100 %. L'absence de travaux théoriques sur le rôle quantitatif des distorsions nucléaires dans ce type de réactions (p, px) ne permet pas encore de chiffrer de manière absolue les probabilités de trouver telle ou telle sous-structure dans un noyau, et on ne peut que comparer ces probabilités pour des réactions différentes ayant lieu sur le même noyau cible ou sur des noyaux très voisins en faisant l'hypothèse que les distorsions sont dans ce cas, analogues. Enfin, en ce qui concerne la réaction $^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$, nous n'avons pas pu déterminer l'importance du phénomène de retournement de spin dans la réaction. En effet, lorsqu'il n'y a pas de retournement de spin, on doit exciter les niveaux $1^+T=0$ du noyau final ^{10}B alors que s'il y a retournement de spin on exciterait aussi les niveaux $0^+T=1$. Or ces niveaux excités à partir d'un noyau cible léger pair-pair sont trop proches les uns des autres pour que nous puissions les séparer expérimentalement dans une réaction (p, pd). Pour pouvoir apporter une réponse à cette question, il faudrait prendre pour cible un noyau impair-impair, par exemple ^{14}N pour lequel les différences d'énergie des niveaux du noyau résiduel ^{12}C sont plus confortables.

Il serait donc intéressant de poursuivre sur des noyaux plus lourds l'étude des réactions de diffusion quasi-élastique qui peuvent, malgré la difficulté de l'étude due aux mesures en coïncidence et à la faiblesse des sections efficaces, donner des renseignements précieux d'une manière relativement directe sur la configuration des noyaux et des groupements de nucléons en sous-structures qu'on peut y rencontrer.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Les références sont classées par ordre alphabétique à l'intérieur de chaque année.

- Ca50 W.F. Cartwright, C. Richman, M.N. Whitehead, and H.A. Wilcox
Physical Review 78 (1950) 823
- Cu50 P. Cüer
Physical Review 80 (1950) 906
- Pe50 V.Z. Peterson
Physical Review 79 (1950) 407
- Wo55 B. Wolfe, A. Silverman and J.W. Dewire
Review of scientific Instruments 26 (1955) 504
- Az57 L.S. Azhgirei, I.K. Vzorov, V.P. Zrelov, M.G. Hescheriakov,
B.S. Neganov and A.F. Shabudin JETP 33 (1957) 1185
- Bl57 D.I. Blokhintsev
JETP 33 (1957) 1295
- Sa58 A. Saman et P. Cüer
Journal de physique et le Radium 19 (1958) 13
- Wi59 K. Wildermuth
CERN Report 59-23 (1959)
- Be60 C. Bergamaschi, J.C. Brun, A. Cabrespine, R. Gayraud, J. Genin
H. Langevin-Joliot, N. Marty, A. Michalowicz, P. Radvanyi, M. Riou,
J. Teillac et C. Victor
Journal de physique et le radium 21 (1960) 305
- Ca60 A. Cabrespine
Journal de physique et le radium 21 (1960) 332
- Co60 V.T. Cocconi, T. Fazzini, G. Fidecaro, M. Legros, N.H. Lipman and
A.W. Merrison
Physics Review Letters 5 (1960) 19
- Ra60 P. Radvanyi et J. Genin
Journal de physique et le radium 21 (1960) 322
- Sh60 R.K. Shellie and K. Wildermuth
Nuclear Physics 21 (1960) 196
- Ta61 Y.C. Tang, K. Wildermuth and L.D. Pearlstein
Physical Review 123 (1961) 548
- To61 T.A. Tombrello and G.C. Phillips
Physical Review 122 (1961) 224
- De62 C. Detraz
Diplome d'études supérieures Orsay (1962)
- Fi62 V.L. Fitch, S.L. Meyer and P.A. Piroué
Physical Review 126 (1962) 1849
- Ru62 C. Ruhla, M. Riou, J.P. Garron, J.C. Jacmart et L. Massonnet
Physics Letters 2 (1962) 44
- St62 J. Strnad
Physical Review 16 (1962) 211
- Ta62 Y.C. Tang, K. Wildermuth and L.D. Pearlstein
Nuclear Physics 32 (1962) 504
- Ig63 G. Igo, L.F. Hansen and T.J. Gooding
Physical Review 131 (1963) 337

- Ja63 A.N. James and H.G. Pugh
Nuclear Physics 42 (1963) 441
- Ru63 C. Ruhla, M. Riou, M. Gusakov, J.C. Jacmart, M. Liu et L. Valentin
Physics Letters 6 (1963) 282
- Ba64 V.V. Balashov, A.N. Boyarkina and I. Rotter
Nucléar Physics 59 (1964) 417
- Sa64 Y. Sakamoto
Physical Review 134B (1964) 1211
- Ba65 D. Bachelier, M. Bernas, I. Brissaud, C. Detraz, N. Ganguly, et
P. Radvanyi
Comptes Rendus de l'académie des sciences 260 (1965) 4987
- Ja65 D.F. Jackson and L.R.B. Elton
Proceedings of the Physical Society 85 (1965) 659
- Be66 T. Berggren and H. Tyren
Annual Review of Nuclear science 16 (1966) 153
- Br66 I. Brissaud
Thèse (1966) Orsay
- Go66 F.S. Goulding
Nuclear Instruments and Methods 43 (1966) 1
IEEE. Trans. Nucl. Science NS/11 (1964) 388
- He66 D.L. Hendrie, M. Chabre and H.G. Pugh
UCRL 16 580 (1966) 46
- Ja66a D.F. Jackson
Proceedings of the Physical Society 88 (1966) 101
- Ja66b G. Jacob, T.A.J. Maris
Review of Modern Physics 38 (1966) 121
- Ku66 K. Kuroda
Thèse (1966) Orsay
- Lh66 M. Lhuillier
thèse 3e cycle Orsay (1966)
- Wi66 K. Wildermuth and W. McClure
Cluster representation of Nuclei Springer Tracts 41 (1966)
- Fe67 L. Feuvrais
Colloque sur les méthodes d'identification de particules en Instru-
mentation nucléaire Lyon (1967) 1
- Lo67 M.A.K. Lodhi
Nuclear Physics A97 (1967) 449
- Su67 R.J. Sutter, J.L. Friedes, J. Palevsky, G.W. Bennett, G.J. Igo,
W.D. Simpson, G.C. Phillips, D.M. Corley, W.S. Wall, R.L. Stearns
Physical Review Letters 19 (1967) 1189
- Yo67 F.C. Young, P.D. Forsyth and J.B. Marlon
Nuclear Physics A191 (1977) 209
- Ba68 D. Bachelier, M. Bernas, C. Detraz, P. Radvanyi, M. Roy
Physics Letters 26B (1968) 283
- Bl68 S.L. Blatt, A.M. Young, S.C. Ling, K.J. Moon and C.D. Porterfield
Physical Review 176 (1968) 1147
- Dw68 J.R. Dwight
Thèse (1968) Faculty of Sciences of the University of London
- Ka68 S.L. Kannenberg
Thèse (1968) Department of Physics Northeastern University, Boston
- Pu68 H.G. Pugh
Physical Review Letters 20 (1968) 601
- Ro68 I. Rotter
Fortschritte des Physik 16 (1968) 195

- Sh68 N.K. Sherman, J.E.E. Baglin and R.O. Owens
Physical Review 169 (1968) 771
- Ad69a J.P. Adam
Nuclear Instruments and Methods 73 (1969) 89
- Ad69b J.P. Adam
Revue de physique appliquée 4 (1969) 149
- Ad69c J.P. Adam, J.C. Brun, J.C. Cuzon
Colloque international d'électronique nucléaire Versailles (1969)
- Ad69d J.P. Adam, J.C. Brun, L. Faucher, C. Victor
Colloque international d'électronique nucléaire Versailles (1969)
- Ba69 D. Bacheller, M.K. Brussel, P. Radvanyi, M. Roy, M. Sowinski,
M. Bernas and I. Brissaud
3rd international conference on high energy physics and nuclear
structure New York (1969) (Plenum Press, S. Devous edit.)
- Br69 J.C. Brun, L. Faucher et J.P. Adam
Revue de physique appliquée 4 (1969) 147
- Je69 R. Jezequel, R. Sellem
Rapport interne (1969) IPN, Orsay
- Li69 R. Liebert, K.H. Purser and R.L. Burman
Nuclear Structure lab. Rochester Annual Report (1969)
- Ro69 P.G. Roos, H. Him, M. Jain and H.D. Holmgren
Physical Review Letters 22 (1969) 242
- Ba70 D. Bacheller, M.K. Brussel, P. Radvanyi, M. Roy-Stephan, M. Sowinski,
M. Bernas et I. Brissaud
Journal de Physique C2 (1970) 188
- Go70 B. Gottshalk, and S.L. Kannenberg
Physical Review 2c (1970) 24
- Ku70 C.V. Kurdyumov, V.G. Neudatchin and Y.F. Smirnov
Physics Letters 31B (1970) 426
- La70 H. Langevin-Joliot, P. Narboni, J.P. Didelez, G. Duhamel, L. Marcus,
et M. Roy-Stephan
Nuclear Physics A158 (1970) 309
- Or70 H. Orihara, M. Baba, M. Akiyama, S. Iwasaki, T. Nadagawa, H. Veno and
M. Nantanabe
Journal of the physical society of Japan 29 (1970) 533
- Yo70 A.M. Young, S.L. Blatt, and R.G. Seyler
Physical Review Letters 25 (1970) 1764

